

DER PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND XXXII.

*I. Versuche mit einem Dampfstrahl;
von Robert von Helmholtz.*

(Hierzu Taf. I Fig. 1.)

I. Lässt man aus einer engen, am besten 1 bis 2 mm weiten Oeffnung einen Dampfstrahl ausströmen — jedoch nicht gerade senkrecht über der den Dampf erzeugenden Heizflamme — so zeigt derselbe, gegen einen dunklen Hintergrund betrachtet, das bekannte nebelhafte, indifferent grau-weiße, mehr oder weniger undeutliche Aussehen. Am schärfsten sichtbar ist er, wenn die Beleuchtung, etwa das Fensterlicht, schräg von vorn kommt, vom Auge selbst aber abgeblendet ist. Dann gelangt nur das von den Nebelkügelchen gebeugte Licht zum Beobachter. Hat man sich unter diesen „normalen“ Umständen die Erscheinung des Strahles eingeprägt — sie wird u. a. von der Ausströmungsgeschwindigkeit des Dampfes und der Feuchtigkeit der Zimmerluft abhängen — so näherte man dem Anfang des Strahles eine „electrische Spitze“, welche etwa mit einem Pole einer Influenzmaschine verbunden ist.

Sobald aus derselben Electricität auszuströmen beginnt, ändert sich das Aussehen des Strahles in auffallender Weise. Derselbe hebt sich nämlich plötzlich nicht nur viel heller und deutlicher von dem dunklen Hintergrund ab, sondern er nimmt auch mehr oder weniger intensive Färbungen an, die sofort an die in Nebelschichten auftretenden Diffractionsfarben erinnern.¹⁾ Da letztere bekanntlich von der Grösse und Regelmässigkeit der Nebeltröpfchen abhängen, so liegt der Schluss nahe, dass durch die electricischen Kräfte die

1) S. darüber Kiessling, Naturw. Ver. Hamburg-Altona 8. p. 1. 1884.

Condensation des Dampfes beeinflusst, und zwar beschleunigt wird. Die Art, wie sich die Farben mit der Electricisirung der Spitze ändern, scheint dies zu bestätigen. Ist nämlich die Menge der ausströmenden Electricität sehr gross, so wird der Strahl bläulich bis tief azurblau wie der Himmel. Diese Färbung deutet auf sehr zahlreiche, sehr kleine und sehr regelmässige Nebeltröpfchen hin. Ich erwähne blos, dass unter diesen Verhältnissen oft auch ein eigenthümlich zischen- des Geräusch hörbar ist. Lässt der Strom der Electricität allmählich nach, so wird das Blau immer weisslicher, was auf das Hinzutreten grösserer Tropfen deutet; dann aber treten purpurne, rothe, später gelbe, grüne und endlich bei ganz schwacher Wirkung wieder blassblaue Farbtöne von höherer Ordnung auf.

Dass dieselben in der That mit der Grösse der Tropfen zusammenhängen, geht auch daraus hervor, dass sie im Strahl gleichzeitig auftreten, und zwar so, dass die Farben von unten nach oben langwelliger werden. Bei der zuletzt genannten schwächsten Wirkung in der schematischen Zeichnung (Fig. 1) ist z. B. der Strahl: bis *a* überhaupt unsichtbar, bis *b* blau, bis *c* grün, bis *d* gelb, bis *e* roth purpurn, und der bei weitem grösste Rest wieder blau. Eine so ruhige Einstellung der Farben ist übrigens mit der electricischen Spitze nicht zu erreichen, da das Potential der Influenzmaschine zu veränderlich ist. Ich werde später dafür ein besseres Mittel angeben.

Die Wirkung der Spitze auf den Strahl ist eine sehr schnelle. Sorgt man nämlich durch Näherung der Pole der Maschine dafür, dass letztere in beliebig kurzen Intervallen durch Funkenübergang entladen wird, so entspricht jedem Funken ein plötzliches Zusammenzucken, d. h. Blasswerden des Strahles, worauf wieder ein „Aufflammen“, ein abermaliges Verschwinden u. s. w. folgt. Bei gut geladener feiner Spitze äussert sich der geschilderte Einfluss bis auf mehrere Decimeter Entfernung.

Diese eigenthümliche Wirkung electricischer Kräfte auf die Condensation des Wasserdampfes hatte ich zufällig beobachtet. Da sie meines Wissens noch nicht beschrieben ist,

suchte ich in einer Reihe von Versuchen ihren Bedingungen nachzugehen, und theile hier mit, was ich bisher zu finden geglaubt, obgleich noch mehrere wichtige Ergänzungen fehlen, zu denen mir jetzt die Zeit mangelt.

Leicht zeigte es sich zunächst, dass es nicht auf das Potential, sondern auf die Dichte der einwirkenden Electricität ankommt, d. h. eine geladene Kugel übt keine Wirkung. Wenn sie es thut, so kann man sicher sein, dass ein daran hängendes Haar oder ein Wassertröpfchen als Spitze wirkt. Ferner bewirkt jeder der Kugel abgezogene Funke ein plötzliches Aufflammen des Strahles. Es ist auch nothwendig, dass zwischen Strahl und Spitze ein Potentialunterschied herrscht, da z. B. die Wirkung sehr geschwächt wird, wenn die Ausflussöffnung gleichnamig electricisirt wird.

Diese und andere Umstände zeigen, dass es vornehmlich auf die Menge der ausströmenden Electricität ankommt. Es fragt sich nur: ist es diese selbst oder etwas, was mit ihr zusammen von der Spitze ausströmt? Ein dazwischen gehaltener Schirm, einerlei aus welchem Material, hindert die Wirkung und wirft gleichsam einen electricischen Schatten auf den Strahl. Jedenfalls ist es also etwas geradlinig, und zwar mit grosser Geschwindigkeit Weggeschleudertes.

Nach den früheren Versuchen von Aitken¹⁾, Coulier²⁾, Kiessling³⁾ und mir selbst⁴⁾ über die Abhängigkeit der Nebelbildung vom Staubgehalt der Luft liegt nun die Vermuthung sehr nahe, dass die Spitze aus der Atmosphäre Staubtheilchen heranziehe und geladen wieder abstosse.

Es lässt sich mathematisch näher nachweisen, dass sehr kleine indifferente Körper sich stets nach den Stellen der grössten Dichtigkeit der Kraftlinien hinbegeben müssen, und zwar je kleiner, desto schneller.

1) Aitken, Nat. 23. p. 195 u. 384. 1880; Hauptarbeit in: Trans. of the Roy. Soc. Edinb. 30. p. 337. 1881.

2) Coulier u. Mascart, Journ. de pharm. et de chim. (4) 22. p. 165. 1875; Referat d. Naturforscher 1875. p. 400 u. 453.

3) Kiessling, Naturw. Ver. Hamburg-Altona 8. p. 1. 1884.

4) R. v. Helmholtz, Wied. Ann. 27. p. 527. 1886.

Auch wäre es zweitens möglich, dass durch das heftige Ausströmen der Electricität feste Theilchen des Spitzenmaterials mitgerissen würden.

Zur näheren Prüfung dieser Auffassung stellte ich folgenden Versuch an. Ich verlegte die Spitze in einen „Nebelapparat“, d. h. ein geschlossenes Glasgefäß mit 2 Hähnen, in welchem sich Wasser und Luft befand. Durch adiabatische Ausdehnung konnte Nebel erzeugt werden, der durch einen Lichtkegel in geeigneter Weise beleuchtet wurde.

Nach obiger Theorie wäre zu erwarten, dass der Nebel am dichtesten in der Nähe der electrisirten Spitze auftreten müsse. Gerade das Gegentheil tritt ein. Es entsteht sofort nach dem Beginn der Electrisirung ein nebelfreier Raum vor der Spitze, und innerhalb weniger Secunden ist Nebel und Staub und alles, was in der Luft suspendirt war, in einer Art von Sturmwind hinweggefeht und bleibt wahrscheinlich an den Wänden des Gefäßes haften. Von nun an ist es überhaupt (bis auf selten hinwegzubringende vereinzelte Kerne) unmöglich, Nebel in dem Raume zu bilden, es sei denn, dass frische Luft aus der Atmosphäre eingelassen werde. Uebrigens ist ja diese Methode, Luft von Staub zu befreien, längst bekannt¹⁾ und sogar praktisch verwendet worden.

Hier interessirt uns nur soviel, dass man eine Verdichtung des Nebels auch im ersten Moment, wo noch reichlich atmosphärischer Staub vorhanden, nicht beobachten kann, und dass die Spitze selbst sicher kein Stauberzeuger ist. Ich erinnere hier beiläufig daran, dass nach Nahrwold²⁾ Luft unter den geschilderten Bedingungen, also von Staub befreit, durch eine Spitze nicht electrisirbar ist.

Es ist daher zum mindesten nicht sehr wahrscheinlich, dass der Dampfstrahl in dem erwähnten Falle durch feste Staubtheilchen gefärbt werde.

Eine andere Möglichkeit war zu prüfen. Das an der Spitze bekanntlich gebildete Ozon könnte die Ursache des Phänomens sein. Es zeigte sich zwar schnell, dass der

1) Nahrwold, Wied. Ann. 5. p. 460. 1878; s. auch Lodge, Nat. 31. p. 268. 1885.

2) Nahrwold, l. c.

Dampfstrahl viel früher reagirt als das bekannte Jodkalium-Stärkepapier, welches durch Ozon gebläut wird. Doch konnte letzteres möglicherweise zu unempfindlich sein. Es wurde daher Luft künstlich mit Ozon geschwängert und gegen den Strahl geblasen. Nunmehr blieb dieser unverändert, während das Papier sich bläute. Es ist hierdurch bewiesen, dass Ozon wenigstens in seiner (dreiatomigen) Dauerform nicht wirksam ist. Ueberhaupt ist nach meinen und, wie mir Hr. Kiessling mittheilte, auch nach seinen Versuchen eigentliches Ozon an sich kein Nebelbildner, während Mascart¹⁾ bei der Fortsetzung Coulier'scher Versuche sagt: „L'air fortement ozonisé paraît être très-actif“.

Da somit die electricische Spitze keine Entscheidung darüber lieferte, was die Ursache der Veränderung des Dampfstrahles sei, wurde die zweite Methode geprüft, mittelst deren man Electricität in die Luft überzuführen pflegt — nämlich ein glühender Platindraht, welcher durch eine isolirte Batterie im Glühen gehalten und durch eine Influenzmaschine electricisirt wird. Derselbe erwies sich im höchsten Maasse wirksam auf den Dampfstrahl. Er konnte bis auf $\frac{1}{2}$ m von demselben entfernt werden, und doch trat noch deutliche Farbenänderung ein.

Derselbe wurde nun dem Parallelversuch im Nebelgefäß unterworfen. Auch hier wurde während der Electricisirung vorhandener Nebel verjagt. Aber im Gegensatz zum früheren Versuche konnte sofort nach dem Anhalten der Influenzmaschine wieder Nebel erzeugt werden. Ja, wenn das Gefäß von Staub frei gewesen war, konnte man durch ganz kurzes Glühen des Drahtes dasselbe wieder dicht mit Nebelkernen anfüllen. Der glühende Draht ist also an sich ein Stauberzeuger, und die electricischen Kräfte schleudern denselben nur fort und gegen die Wände.

Schon Coulier hatte gefunden, dass glühende Körper Stauberzeuger sind. Aitken schreibt aber deren ganze Wirkung oberflächlichen Verunreinigungen zu. Dieselben spielen auch nach meinen Erfahrungen eine sehr leicht täuschende

1) Referat in Naturforscher. 1875. p. 453.

Rolle. Dennoch steht die Thatsache fest, dass Platin wenigstens von heller Gelbgluth an immer Nebelkerne liefert (was übrigens Aitken nicht leugnet). Den zu glühenden dünnen Draht führte ich mittelst wohl ausgeglühter dicker Platin-drähte in das Nebelgefäss. Derselbe war geknickt, sodass er zugleich als Spitze gebraucht werden konnte. Nun wurde immer abwechselnd geglüht und electrirt. Stets ergab sich dasselbe Resultat, dass das Glühen Nebelkerne lieferte, das Electrisiren sie gegen die Wände trieb und verschwinden machte. Ich überzeugte mich speciell, dass sie nicht etwa wieder durch Luftströme aufgejagt wurden. Wie sollen hierbei Verunreinigungen auf den Draht gelangen? Es scheint daher wahrscheinlich, dass wirklich Platintheilchen abgeschleudert werden, ob man sich dieselben aber als Dampfmolecüle oder als durch die mechanische Wirkung der Wärme abgerissene feste Theilchen zu denken haben, wollen wir unentschieden lassen. Für die sogenannte „Electrisirung der Luft“ durch einen glühenden Draht ist das aber jedenfalls eine beachtenswerthe Thatsache!

Da also schon der einfach glühende (nicht electrirte) Draht im geschlossenen Gefäss Nebelkerne bildete, so musste nun wieder rückwärts der Gegenversuch gemacht werden, ob nicht auch der Dampfstrahl auf einfach glühende, nicht künstlich electrirte Körper reagirte.

Dies ist nun in der That der Fall. Wurde der ungeladene Platindraht durch den Strom in helle Gelbgluth versetzt, so trat eine Wirkung deutlich ein, nicht aber liess sie sich bei Rothgluth nachweisen, während electrirtes, gereinigtes Platin schon unter Rothgluth wirkt! Man kann also in diesem Falle den Einwurf machen, dass die von der Batterie gelieferte Spannung jene Wirkung ausübt — doch macht es gerade bei Platin grosse technische Schwierigkeiten, diesen Einwurf zu umgehen. Andere Metalle dagegen, wie Silber, Eisen, Kupfer, Messing, liessen sich leicht in Flammen so weit erhitzen, dass sie noch längere Zeit den Dampfstrahl färbten. Auch erhitztes Glas war weit unter der sichtbaren Gluth wirksam. Ferner in sehr hohem Grade alle glimmenden organischen Körper: Holz, Papier, Tabak,

ferner besonders glimmender Schwefel. Man sieht dabei sofort, dass es auf die Rauchentwicklung nicht ankommt. Eigenthlicher Tabaksrauch ist z. B. ganz einflusslos.

Von grossem Interesse wird das genauere Studium der Temperaturgrenzen sein, bei denen die einzelnen Stoffe den Strahl zu verändern beginnen, besonders im Vergleich zu ihrer spectroscopischen Färbung der Flammen. Manches scheint darauf hinzuweisen, dass der Dampfstrahl zur Färbung weniger hoher Temperaturen bedarf als die Flamme.

Da durch die vorigen Versuche der Gedanke sehr nahe gelegt war, dass Electricität immer nur durch „Staub“ in die Atmosphäre übergeführt wird, so war ich sehr gespannt auf das Verhalten des Strahles gegen die Flammen, die ja die besten Vertheiler der Electricität sind. Dass sie Nebelbildner sind, hatten ebenfalls Coulier und Aitken bemerkt.

Eine Einwirkung derselben auf den Dampfstrahl wurde denn auch schnell constatirt. Aber es ist dabei die Vorsicht zu brauchen, dass die Flammen nicht direct unter den Dampfstrahl gestellt werden, weil vermöge der grossen Erwärmung der verbrannten Gase der ganze Strahl gleichsam ausgelöscht wird, indem überhaupt keine Condensation mehr eintritt. Man stelle sie daher seitlich und blase oder fächle die davon aufsteigenden Gase gegen den Strahl; oder man führe die Gase durch ein längeres, abkühlendes Schornsteinrohr zum Strahl hin. Eine Erhitzung des Rohres muss aus naheliegenden Gründen vermieden werden. Erstere Methode ist übrigens sehr bequem und einwurfsfrei. Unter solchen Bedingungen zeigt sich nun, dass Flammen im allgemeinen sehr wirksam sind. Diese Wirkung steigt noch, d. h. äussert sich in noch grösseren, auch seitlichen Entfernungen, wenn die Flamme electricisirt wird!

Dies gilt von der gewöhnlichen Gasflamme, einerlei, ob leuchtend oder nicht. Sie färbt den Strahl stark blau. Es gilt ferner von der Kohlenoxydflamme, von der Wasserstoffflamme, von der Petroleum-, Stearin- und Terpentinflamme. Es ist dabei ganz einerlei, ob die Flammen russen oder nicht. Im Gegentheil, je besser die Verbrennung vor sich geht, desto stärkere Wirkung.

Es gilt aber nicht von einer ganz rein brennenden Aethyl-Alkohol oder -Aetherflamme. Rein brennt eine solche Flamme, wenn der äussere bläuliche, fast unsichtbare Flammenmantel normal, d. h. ungefärbt ist. Sowie ein Natriumtheilchen etc. hineinkommt, leuchtet er auf, und sofort tritt eine Wirkung auf den Dampfstrahl ein. Es muss daher, wenn man den Alkohol durch einen Docht zuführt, grosse Sorgfalt auf letzteren verwendet werden, damit ja kein Fäserchen desselben verbrennt.

Reiner gelingt der Versuch, wenn man Alkoholdämpfe aus einer gut ausgeglühten Platinröhre ausströmen lässt und entzündet. Solche unwirksamen Flammen sind wichtige Hilfsmittel des Versuchs, weil man mit ihnen am besten die Wirksamkeit oder Nichtwirksamkeit erhitzter, d. h. in die Flamme eingeführter fester Körper prüfen kann. Um Platin wirksam zu machen, ist die Alkoholflamme nicht heiss genug.

Da der Einwand nahe liegt, dass der von aussen in die Flammen gerathende atmosphärische Staub dieselben „wirksam“ mache, so gab ich mir Mühe, diesen Einfluss zu beseitigen. Zu diesem Behuf filtrirte ich die zusammen zu verbrennenden Gase, z. B. Luft und Wasserstoff und liess sie im Innern eines unten geschlossenen Cylinders brennen. Zudem wurde die Brenneröffnung durch ein silbernes Netz ersetzt, welches durch Spülung ganz kalt erhalten wurde, um den eventuellen Einfluss des erhitzten Metalls zu beseitigen. Durch alle diese Maassregeln wurde die „Wirksamkeit“ der Flamme um nichts vermindert.

Warum sollte auch schliesslich eine Alkoholflamme weniger Staub enthalten als eine Wasserstoffflamme? Warum wirken russende Flammen schlechter wie nicht russende? Kurz, die „Staubhypothese“ scheint für die Flammen nicht zu genügen.

Grösseren Einfluss scheint dagegen die Temperatur der Flamme zu haben. Erstlich ist bekannt, dass besonders die nicht wirksame wässrige Alkoholflamme eine der kühlest ist, dagegen die wirksamen Wasserstoff-, CO- und Leuchtgasflammen zu den heissen Flammen gehören. Ferner liess sich zeigen, dass, wenn die Leuchtgasflamme durch Bei-

menge eines indifferenten Gases, z. B. CO_2 , mehr und mehr abgekühlt wird, auch ihre Wirksamkeit mehr und mehr aufhört. Ist Leuchtgas so weit mit Kohlensäure gemischt, dass es nur noch durch eine beständige an sich unwirksame Alkoholf Flamme am Brennen erhalten werden kann, so ist es auch selbst nahezu unwirksam.

Eine sehr erwähnenswerthe Thatsache ist andererseits folgende. Hält man ein glühendes Platingitter in einen Strom von nicht brennendem Leuchtgas, so glüht es bekanntlich weiter. Man kann die Stelle leicht so wählen, dass es gerade noch sichtbar glüht oder gar nur dunkle Strahlen aussendet und das Gas nicht mehr entzündet. Unter diesen Umständen ist das Platin an sich nach dem vorigen unwirksam. Trotzdem wird der Strahl von dem „katalysirten“ Gase ganz ebenso gefärbt, wie von eigentlich, d. h. leuchtend verbranntem.

Mit Alkohol gelang der Versuch nicht, wenn auch das Gitter hell glühte, und deutlicher Aldehydgeruch wahrnehmbar war.

Ich verlasse nunmehr die Flammen und nenne noch eine letzte Kategorie von Erscheinungen, die den Dampfstrahl zu färben vermögen, das sind gewisse chemische Substanzen. Bei den früheren Versuchen über Nebelbildung hatte ich gefunden, dass geringe Mengen von Dämpfen der stärksten Säuren, besonders H_2SO_4 , ferner suspendirte Salze, besonders Salmiak, den Nebel „permanent“ zu machen vermögen, also, wie das auch leicht verständlich, die Condensation des Wasserdampfes beschleunigen.

Aehnliches suchte ich nun beim Dampfstrahl. Bringt man einen Tropfen ganz concentrirter Schwefelsäure in die Nähe der Ausflussöffnung, so färbt sich der Strahl intensiv blau. Diese Wirkung nimmt aber mit der Concentration der Säure sehr schnell ab, sodass sie schon bei einer 86procentigen Säure kaum mehr zu constatiren war. Dem entsprechend ist ja auch anzunehmen, dass die Dampfspannung der Säure bei Wasserzusatz sehr schnell abnimmt. Diese Wirkung der Säure liefert das Mittel, um die Färbungen des Strahles constant zu erhalten. Zu diesem Behufe bedecke man den Boden einer doppelt tubulirten Flasche mit

Schwefelsäure und blase nun Luft durch die Flasche gegen den Strahl. Durch Regulirung der Stärke dieses säurehaltigen Luftstromes kann man dann beliebige Grade der „Wirkung“ erzielen.

Andere Substanzen, die so stark wie H_2SO_4 wirkten, fand ich nicht. Salzsäure und Salpetersäure färbten den Strahl höchstens in erhitztem Zustand. Kommt aber Ammoniak noch hinzu, und tritt die Vereinigung zu den betreffenden Ammoniumsalzen erst im Strahl ein, so kann die Wirkung so stark sein, dass man sogar dasselbe zischend-knatternde Geräusch hört, wie bei der electricischen Spitze. Dagegen wirkt schon ausserhalb des Strahles gebildeter Salmiaknebel fast gar nicht, wie überhaupt aller sichtbarer, also grobkörniger Staub.

Zum Schluss dieses Abschnitts möchte ich noch eine ingeniöse Anwendung der beschriebenen Versuche im Grossen erwähnen, die ich zufällig kürzlich in dem sogenannten Solfatara-Krater bei Neapel sah. Dort entsteigen den Ritzen und Höhlen des von heissen Quellen unterwühlten Bodens fortwährend Wasserdämpfe, die aber in der sonnen-erhitzten Luft sich schnell auflösen. Um dieselben den Fremden nun recht grandios darzustellen, zünden die Führer einfach ein kleines Häufchen Reisig oder nur ein Stückchen Papier an, und sofort ballen sich die Dämpfe mehrere Meter im Umkreis vor den Augen des staunenden Fremden zu dichten weissen Wolken zusammen.

II. Dieses sind ungefähr die Thatsachen, die ich beobachtete. Es geht aus ihnen das eine wenigstens sicher hervor, dass die Ursachen der Erscheinungen im offenen Dampfstrahl im wesentlichen dieselben sind, welche die Nebelbildung im geschlossenen Gefäss beeinflussen und dort untersucht waren. Zum mindesten ist also die Benutzung des Dampfstrahls eine neue bequemere Methode, jene Bedingungen zu untersuchen. Der Versuch mit der electricischen Spitze, von dem wir ausgingen, ist aber überhaupt nur mittelst des Dampfstrahls ausführbar. Und gerade er scheint mir erhöhte Bedeutung zu gewinnen, weil er durch die Staubtheorie nicht erklärt werden kann. Auch bei den Flammen war die Durch-

führung derselben so schwer, dass Coulier, der bekanntlich zuerst die Staubtheorie aufgestellt hat, dieselbe später widerrief. Aitken dagegen suchte alles, wie auch ich zuerst nachweisen zu können hoffte, durch Verunreinigungen und Erhitzung der Brennermündungen etc. zu erklären¹⁾, sieht sich aber in seiner schliesslichen Hauptarbeit²⁾ gezwungen, zuzugeben, dass doch wohl die Verbrennungsproducte selbst Nebelkerne bilden. Er scheint anzunehmen, dass es feste oder flüssige Condensationsproducte der Verbrennungsgase seien, hält also auch in diesem Fall die Kernhypothese aufrecht.

Was nämlich Aitken und jeden anderen zur Annahme fester Kerne zuerst führen muss, ist folgender Umstand. Wenn man die Verbrennungsproducte einer Flamme mittelst Wattepfropfens filtrirt, oder wenn man sie tagelang im geschlossenen Gefäss stehen lässt, so verlieren sie die Eigenschaft, Nebelbildner zu sein, ganz ebenso wie Luft, die mit sichtbarem Staub geschwängert ist oder mit glühenden Körpern in Berührung war. Dies ist eine unzweifelhafte That- sache. Gasige Bestandtheile würden, so sollte man denken, das Filter passiren und sich unverändert im Gefäss erhalten, also können es nur feste Kerne sein. Woher sollten aber solche z. B. bei einer Wasserstoff- oder Kohlenoxydflamme kommen? Hier liegt ein Widerspruch vor, der vorläufig nur durch eine Hypothese gelöst werden kann. Wenn ich mir erlaube, eine solche zu geben, so ist es mehr um die Richtung anzudeuten, die fernere Versuche wohl einschlagen müssen.

Die Analogie zwischen übersättigtem Dampf — woraus der Dampfstrahl offenbar in seinem ersten Stadium besteht — einerseits und unterkühltem Wasser und Lösungen andererseits, ist schon öfters hervorgehoben.

Wie kleine Eis- oder Salzkristalle in diesen Fällen An-

1) Siehe hierüber Aitken's Brief an die Nature 23. p. 384. 1881.

2) Aitken, Trans. of the Roy. Soc. Edinb. 30. p. 337. 1881. Ich bemerke hier, dass mir diese ausführliche Arbeit erst jetzt zu Gesicht gekommen ist; ich habe daher in meinem früheren Aufsatz (Wied. Ann. 27. p. 527. 1886) viele der Aitken'schen Versuche unabhängig wiederholt und beschrieben mit theilweis abweichenden Resultaten.

satzflächen für den Uebergang aus dem labilen in den stabilen Zustand geben, so thut es der „Staub“ (wir bezeichnen hiermit nur feste Kerne) beim Dampf. Aber es gibt erfahrungsgemäss auch eine zweite Veranlassung für das plötzliche Erstarren der labilen Flüssigkeiten: das sind heftige mechanische Erschütterungen.

Liesse sich nicht Aehnliches beim Gaszustand denken? Freilich können wir nicht erwarten, dass sinnlich wahrnehmbare mechanische Stösse auf so „weiche“ Körper, wie die Gase Einfluss haben. Selbst Schallwellen sind noch langsame Bewegungen gegen das Hinundherschwirren der Gasmoleculé. Es müssten schon Erschütterungen sein, die den inneren Bau der Moleculé selbst betreffen. Solche könnte die Lichtbewegung liefern. Und in der That zeigt das Chlorknallgas ein Beispiel, wo ein labiler gasförmiger Zustand durch Licht ausgelöst wird.

Die Wärme ihrerseits steigert zwar auch die innere Molecularbewegung, aber zugleich entfernt sie den Wasserdampf von seinem Condensationspunkt; eine einfache Erhitzung kann daher Nebelbildung nicht hervorrufen. Es bleiben aber noch andere Ursachen für eine wenigstens zeitweilige Erschütterung der Moleculé. Das sind chemische Processe. Wenn wir auch noch so wenig über die genaueren Bewegungserscheinungen wissen, soviel können wir sagen, dass die Neubildung eines Molecüls aus seinen ungesättigten Bestandtheilen von einer zeitweilig heftigeren Bewegung begleitet sein muss, als der mittleren Temperatur der Umgebung entspricht. Es käme also nur darauf an, einen geeigneten chemischen Process in den Dampfstrahl selbst zu verlegen. Wir sahen dementsprechend, dass die Bildung von Salmiaknebeln im Strahl den gewünschten Erfolg hatte — nicht aber ausserhalb desselben. Wir sahen ferner, dass concentrirte Schwefelsäure, welche zum Wasser selbst eine äusserst starke Verwandtschaft hat, auslösend wirkt. Ich möchte ihre starke Wirkung auch mehr als mechanische, denn als rein chemische auffassen, d. h. es nicht als nothwendig ansehen, dass der Wasserdampf selbst in den chemischen Process eingreift.

Auf diese Weise nämlich lässt sich auch eine Anschau-

ung von dem Einfluss so sehr verschiedener Flammen gewinnen. Eine Flamme ist ja nichts anderes, als der Ort eines fortdauernden chemischen Processes. Derselbe besteht in einer mehr oder weniger verwickelten Reihe von Zerlegungen, Neubildungen und Wiederzerlegungen von Gas-moleculen. Die Stabilität der Flamme, d. h. ihre Eigenschaft, eine annähernd bestimmte körperliche Form zu bewahren, zeigt nur, dass der mittlere chemische Zustand und die mittlere Temperatur eines Ortes dieselbe bleibt, und die Begrenzungsflächen der Flammenmäntel als Flächen gleicher mittlerer Zustände (als Isothermen) zu betrachten sind. Nicht aber ist daraus zu schliessen, dass an jeder Stelle der Flamme alle Moleculé in demselben Process oder gar im selben Stadium desselben Processes befindlich sein müssen. Durch gasanalytische Arbeiten (z. B. von Landolt¹⁾) ist gezeigt, wie fast an jeder Stelle fast alle Flammencomponenten zugleich auftreten, nur in allmählich sich ändernden Verhältnissen.

Wie in einem einfachen Gase nach den Anschauungen der Gastheorie die verschiedensten Geschwindigkeiten zu gleicher Zeit nur mit verschiedener Wahrscheinlichkeit vorkommen, so gehen in der Flamme Moleculé jeder Art, unverbrannte und verbrannte, neugebildete und dissociirte, gesättigte und ungesättigte, stark schwingende und niedrig temperirte, überall und fortwährend durcheinander. Aus diesen Gründen ist es nicht nur als möglich, sondern sogar als wahrscheinlich zu betrachten, dass auch ausserhalb der sichtbaren Flamme, d. h. in den sogenannten Verbrennungsgasen oder technisch ausgedrückt der „Abhitze“, sich noch die Eigenschaften jener, wenn auch in schwächerem Maasse nachweisen lassen. Es ist mit anderen Worten wahrscheinlich, dass noch dissociirte, ungesättigte, vielleicht sogar noch ganz unverbrannte Moleculé hinausdiffundiren und sich erst ausserhalb der Flamme gegenseitig treffen und sättigen, dass dort also noch dieselben Prozesse wie in der Flamme auftreten, nur bei niedrigerer mittlerer Temperatur der Umgebung. Sollte

1) Landolt, Pogg. Ann. 99. p. 389. 1856.

sich dies als richtig oder wahrscheinlich ergeben, so wäre nach dem obigen der Einfluss der Verbrennungsgase auf den Dampfstrahl dem Verständniss näher gerückt. Es würden dann chemische Umbildungen in statu nascendi, d. h. moleculare Erschütterungen im Strahl selbst vorkommen, ohne dass, wie es in der Flamme selbst zweifellos geschehen würde, die Gesamttemperatur den Dampf an seiner Condensation hinderte.

Es sind nun in der That mehrere der wesentlichen Eigenschaften der Flamme auch noch bei den Verbrennungsgasen nachgewiesen worden. Eine der charakteristischsten ist die Electricitätsleitung. Sie unterscheidet brennende Gase ganz wesentlich von den nicht brennenden, im chemischen Gleichgewicht befindlichen. Dennoch hat Giese¹⁾ sie für die verbrannten Gase bis zu gewisser Höhe über der Flamme, oder was dasselbe ist, bis zu einer gewissen Zeit nach ihrer Verbrennung nachgewiesen und zugleich gezeigt, dass die Leitungsfähigkeit der Brenngase durch den Act der Leitung selbst vermindert werde.

Unserer Ansicht nach, die der Giese'schen Erklärung sehr ähnlich ist, erklärt sich aber diese Art der Electricitätsleitung leicht ganz analog der der Electrolyten. In der Flamme sind, wie wir sagten, fortwährend dissociirte, also ungesättigte positive und negative Atome vorhanden, natürlich gleich viel von beiden, wenn keine äusseren electricischen Kräfte wirken. Bringt man nun aber in die Nähe oder Berührung der Flamme einen positiv geladenen Körper, so werden die negativen Atome sich zu demselben hinbegeben, ihn mit einer negativen Schicht bedecken und so scheinbar entladen. Möglicherweise ist dieser Vorgang von einer chemischen Bindung dieser Ionen an der Körperoberfläche begleitet. Die Flamme wird nun positiv erscheinen, da sie positive Molecülbestandtheile im Ueberschuss enthält; diese müssen nun jeden zweiten neutralen Körper ebenso scheinbar positiv laden, wie der erste scheinbar entladen wurde, und im ganzen ist also der Schein erweckt, als sei positive

1) Giese, Wied. Ann. 17. p. 236 u. 519. 1882.

Electricität durch die Flamme vom ersten zum zweiten Körper „geleitet“ worden. Es ist leicht einzusehen, dass durch diesen „Leitungsvorgang“ die Zahl der vorhandenen ungesättigten Molecüle, die also freie Electricität enthalten, verringert worden ist, und dass in den oberen Theilen der Flamme und in den abziehenden Verbrennungsgasen, wie Giese es zeigte, deshalb die „Leitungsfähigkeit“ unter die normale sinken muss. Nach Giese selbst beruht aber die Abnahme nur darauf, dass die Zahl der Zusammenstösse der Ionen im electrischen Felde zunehmen muss, sie selbst daher schneller verschwinden. Die eine wie die andere Deutung des Vorganges ist wesentlich basirt auf dem Vorhandensein ungesättigter Atome, von Ionen. Ist sie richtig, so zeigen die von Giese constatirten identischen electrischen Eigenschaften der Verbrennungsgase, dass auch in diesen noch ungesättigte Atome eine gewisse Zeit lang sich erhalten. Ich erlaube mir, hier anzuführen, dass ich vor mehreren Jahren mittelst einer Condensatormethode nach der supponirten Doppelschicht scheinbar von der Flamme entladener Körper suchte. Der erwartete Ausschlag des Electrometers trat auch in der That ein; ich musste aber aus äusseren Gründen die Versuche abbrechen, ehe ich das Resultat genügend verificirt hatte.

Bemerkenswerth ist ferner, dass auch die seitlich von der Flamme befindliche Luft leitet. Auch dieses beweist, wie Giese bemerkt, ein Hinausdiffundiren der Ionen aus der Flamme.

Einen weiteren Beweis für das Vorhandensein wenigstens dissociirten Sauerstoffs in der Umgebung der Flamme gibt nach der Meinung Hrn. Wurster's¹⁾ dessen Tetramethylparaphenylendiamin-Papier, welches sich bei Gegenwart von einatomigem Sauerstoff (Antozon) bläut und viel empfindlicher ist als das Jodkaliumstärke-Papier. Dieses Wurster'sche Papier wird in der Bunsenflamme sofort intensiv blau; langsamer, aber auch sehr entschieden am seitlichen Rand der Flamme und in den Verbrennungsgasen. Ebenso verhält es sich bei Alkoholflammen.

1) Wurster, Chem. Ber. 19. p. 3195 u. 3205. 1886.

Jedenfalls ist dasselbe ein Beweis, dass ausser den theoretisch geforderten Verbrennungsproducten sehr stark oxydirend wirkende zeitweise noch vorhanden sind. Dazu kann freilich — aber muss nicht — „activer“ einatomiger Sauerstoff gehören. Z. B. leistet der in einer Alkoholflamme gebildete Aldehyd dasselbe.

Die allerauffälligste der Flammeneigenschaften fehlt freilich den Verbrennungsgasen ganz: nämlich das Leuchten. Es wird das Leuchten als so charakteristisch für das Brennen der Gase angesehen, dass, wo ersteres fehlt, man auch letzteres für ausgeschlossen halten möchte. Und doch zeigt die Katalyse der Gase durch Platinnetz oder -schwamm, dass wenigstens eine theilweise nichtleuchtende Verbrennung eintreten kann, wenn man nur für eine genügende Wärmeableitung sorgt. Denn obgleich das Leuchten der Flammen sich in manchen Beziehungen nicht den Kirchhoff'schen Emissionsgesetzen unterordnet, hängt dasselbe doch, wie das aller Körper, von der Höhe der mittleren Temperatur ab, dass man aus dem Nichtleuchten der Verbrennungsgase nicht auf die vollständige Beendigung des chemischen Verbrennungsprocesses schliessen darf. Andererseits ist gerade wegen dieser Abweichungen¹⁾ vom Emissionsgesetz das Leuchten ein Beweis dafür, dass in der Flamme nicht normale, d. h. nicht der Temperatur entsprechende Molecülbewegungen vorkommen. Der Dampfstrahl scheint mir dasselbe für die Verbrennungsgase nachzuweisen.

Durch diese Theorie wird es auch einigermassen verständlich, warum der Einfluss der Verbrennungsgase auf den Dampfstrahl mit der Temperatur der Flamme zu steigen scheint. Je höher die letztere liegt, desto mehr Dissociationen treten auf, und desto höhere Geschwindigkeiten und desto längere Wege werden bei den Ionen vorwiegen. Die Wahrscheinlichkeit, solche noch in den Verbrennungsgasen zu treffen, steigt also aus doppeltem Grunde.

Es wird ferner durch diese Annahme erklärt, warum filtrirte Flammengase nicht mehr nebelbildend wirken. Bei

1) Werner Siemens, Abh. d. Acad. d. Wiss. zu Berlin 1882. p. 557.

der Filtration werden dieselben in engste Berührung mit kalten Körperflächen gebracht. Welcher Natur die letzteren auch seien, die Ionen als Träger freier Electricität, resp. ungesättigter chemischer Bindungskräfte müssen an ihnen haften bleiben. Oder man kann den Vorgang auch so auffassen. Ein abgekühltes, theilweise noch dissociirtes Gas ist in einem „unterkühlten“ Zustand befindlich, der durch die Gegenwart von Körperflächen aufgelöst wird. Eine wichtige Ergänzung dieser Hypothese würde der Nachweis sein, dass filtrirte Flammengase nicht mehr Electricität leiten und ihre eventuelle Ladung an das Filter abgeben.

Ich verhehle mir nicht, dass noch viel Einzelnes unerklärt bleibt, z. B. warum eine reine Alkoholflamme so ganz unwirksam gegen den Dampfstrahl zu sein scheint. Uebrigens ist dieselbe im Nebelapparat noch nicht geprüft worden. Die auffallende Thatsache, dass, sobald der Flammensaum durch kleine Verunreinigungen gelb aufleuchtet, auch der Dampfstrahl „aufleuchtet“, scheint wohl wieder dem eigentlichen „Staub“, d. h. den kleinen festen Natrontheilchen, zugeschrieben werden zu müssen. Doch bin ich meinerseits zweifelhaft darüber.

Die Uebertragung der entwickelten Annahmen auf den Versuch mit der electrisirten Spitze, von welchem wir überhaupt ausgingen, ist leicht. Vieles von dem, was über die Flammen gesagt ist, gilt ja auch von der unter dem Einfluss der Spitze stehenden Luft. Auch sie ist zweifellos molecularen Erschütterungen und Zerlegungen ausgesetzt, auch sie leuchtet deshalb bei tieferen Temperaturen, als dem Emissionsgesetz entspricht, auch sie färbt Ozonpapiere, und auch sie vermittelt räumliche Uebertragung von Electricität. Von einer annähernd klaren mechanischen Vorstellung ist aber die Lehre vom Durchgang der Electricität durch Gase noch ebensoweit entfernt, wie die Theorie der Flamme. Noch viel weniger sind wir daher im Stande, die Vorgänge im Dampfstrahl im einzelnen zu verfolgen.

Die Erklärung der Nebelbildung durch feste Staubkerne hat den Vorzug, klare Vorstellungen zu ermöglichen, da sie mit der Capillaritätstheorie in Zusammenhang gebracht wer-

den kann.¹⁾ Die nebelbildende Wirkung glühender Körper wird daher am einfachsten durch die Annahme fester abgeschleuderter Partikelchen erklärt, und so haben wir auch die betreffenden Versuche mit dem Dampfstrahl dargestellt. Das Hängenbleiben dieser Kerne am Filter, die bekannte Zerstäubung glühender Körper (z. B. der Electroden in Geissler'schen Röhren, der Kohlenfäden in Glühlampen) und andere Erfahrungen sprechen für ihre feste Natur. Aber zu verschweigen ist nicht, dass die Möglichkeit nicht ausgeschlossen scheint, dass auch hier Dissociationen, also Ionen, ins Spiel kommen. Wenigstens bemerkte ich, dass das Wurster'sche Papier in der Nähe eines glühenden Platindrahtes gebläut wird, also activen Sauerstoff anzeigt.²⁾

Ich bemerke bei dieser Gelegenheit, dass der Dampfstrahl nach unserer Theorie ein Mittel geben müsste, die beiden Formen des activen Sauerstoffs: die vorübergehende einatomige (Antozon) und die dauernde dreiatomige (Ozon) zu trennen. Auf Ozon, sahen wir, reagirt nach Kiessling der Nebel und meinen Versuchen der Strahl nicht. Dagegen behauptet es Mascart. Der Widerspruch löst sich möglicherweise dahin, dass Mascart sein durch Inductionsfunken erzeugtes Ozon nicht filtrirte und nicht lange genug sich selbst überliess, daher noch einatomigen O in sein Nebelgefäss aufnahm. Eine Untersuchung des Dampfstrahls auf Wasserstoffsuperoxyd ist noch auszuführen.

Wie vieles auch noch unsicher bleibt, so hoffe ich durch das Vorige wenigstens so viel gezeigt zu haben, dass das Verhalten des Dampfstrahls durch 2 Factoren: Staub und chemische Gleichgewichtsstörungen in der umgebenden Atmosphäre wesentlich beeinflusst wird. Die beschriebenen Thatsachen gewinnen ungemein an Interesse durch den Umstand, dass jene zwei Factoren identisch zu sein scheinen mit den Bedingungen der Electrisirung der Luft. Es stellt sich mit immer grösserer Sicherheit heraus, dass Gase, die in statischem chemischen Gleichgewicht befindlich sind, nicht statisch electrisirt werden können. Denn es ist

1) R. v. Helmholtz, Wied. Ann. 27. p. 522. 1886.

2) Siehe auch Gorup-Besanez, Chemie. 1. p. 655. 1876.

jetzt nachgewiesen, dass bei allen scheinbar dafür sprechenden Versuchen entweder der Staub nicht ausgeschlossen worden ist (resp. sogar erzeugt wurde, wie z. B. durch den glühenden Draht), oder die Uebertragung der Electricität von electrolytisch-chemischen Erscheinungen begleitet war, wie in der Flamme.

Während obige Arbeit annähernd druckfertig vorlag, sind von electrischer Seite zwei interessante Aufsätze erschienen, die hier Berührtes behandeln: nämlich „über die Electrisirung der Gase durch glühende Körper“ von Elster und Geitel¹⁾, zweitens „über Luftpolelectricität“ von Nahrwold.²⁾ In manchem könnte ich mich nun auf diese beziehen. Besonders Hr. Nahrwold hat ganz correspondirende Versuche gemacht und gelangt genau zu denselben Schlüssen. Es kann aber nur zur Kräftigung der letzteren dienen, wenn zwei so gänzlich verschiedene Reactionen, wie es Electrisirung und Nebelbildung sind, in gleichen Versuchen gleichen Erfolg geben.

Berlin, Juni 1887.

II. Ueber den electrischen Rückstand und die Influenz in dielectrischen Körpern; von A. Wüllner.³⁾

1.

In seiner classischen Abhandlung über den electrischen Rückstand⁴⁾ hat R. Kohlrausch wohl zuerst die Ansicht vertreten, dass die Rückstandsbildung in den electrischen Ladungsapparaten mit festen Zwischenmitteln der mit der Zeit wachsenden Influenz im Isolator zuzuschreiben sei, eine

1) Elster u. Geitel, Wied. Ann. 31. p. 109. 1887.

2) Nahrwold, Wied. Ann. 31. p. 448. 1887.

3) Auszüglich vorgetragen in der Sitzung des electrotechnischen Vereins zu Berlin am 26. April 1887.

4) R. Kohlrausch, Pogg. Ann. 91. p. 56. 1854.

Anschauung, welche später Hr. Clausius mathematisch weiter durchgeführt hat.¹⁾

Kohlrausch hatte als besondere Stütze seiner Ansicht angeführt, dass bei der Annahme, die Rückstandsbildung beruhe auf einem Eindringen der Electricität in das Zwischenmittel, der nach der Entladung im ersten Augenblick sich zeigende Rückstand dem Vorzeichen nach der ursprünglichen Ladung entgegengesetzt sein müsse, während erfahrungsgemäss der Rückstand sofort gleiches Vorzeichen habe, und der Differenz zwischen der ursprünglichen und der im Augenblicke der Entladung disponibeln Ladung um so näher gleich sei, je kürzer die Zeit zwischen der Entladung und der Untersuchung des Rückstandes sei, je weniger Verlust somit die rückständige Ladung erfahren habe.

In einer Untersuchung über den electrischen Rückstand, in welcher ich Condensatoren mit abnehmbaren Belegungen verwandte, habe ich dann gezeigt²⁾, dass nach der Entladung eines Condensators mit festem Zwischenmittel der Rückstand in der Regel das gleiche Vorzeichen mit der ursprünglichen Ladung besass, dass unter Umständen auch ein entgegengesetztes Vorzeichen auftrat, dass dann aber auch mit wachsender Zeit das Vorzeichen des Rückstandes das entgegengesetzte blieb. Es zeigte sich also nach Umständen auch ein Eindringen der Electricität in den Isolator, dann aber nicht das zur Erklärung des wieder auftretenden Rückstandes erforderliche Wiederhervortreten der Electricität, sodass, wie schon Hr. Clausius bemerkte, die in den Isolator eingedrungene Electricität einfach als Verlust der Ladung anzusehen ist.

In meiner Untersuchung über die Influenz in Nichtleitern³⁾ zeigte ich dann, dass in der That die Influenz in den Nichtleitern mit der Zeit stetig wächst, wie es zur Rückstandsbildung erforderlich ist.

1) Clausius, Abhandlungen zur mechanischen Wärmetheorie. 2. p. 135 ff. Pogg. Ann. 139. p. 278. 1870.

2) A. Wüllner, Pogg. Ann. 153. p. 22. 1874.

3) A. Wüllner, Münch. Ber. 1877. p. 1; Wied. Ann. 1. p. 247. 1877.

Aus dieser Untersuchung zog später Hr. Giese¹⁾ den Schluss, dass die Auffassung von Kohlrausch zum Verständniss der Rückstandsbildung nicht ausreichend sei. Ich war zu dem Resultate gelangt, dass das Dielectricum in Bezug auf die mit der Zeit wachsende Influenz sich wie ein schlechter Leiter verhalte, dass deshalb die Werthe der auf der geladenen Collectorplatte eines Ansammlungsapparates mit festem Zwischenmittel vorhandenen Potentialfunction mit wachsender Zeit sich durch eine Gleichung von der Form:

$$\varepsilon - a = (\varepsilon - a_0) b^{-t}$$

darstellen lasse, worin a_0 die Influenz zur Zeit $t = 0$ misst, so zwar, dass:

$$\frac{1}{1 - a_0} = D$$

die Dielectricitätsconstante der Zwischenschicht ist, worin ferner ε den Grenzwert angibt, bis zu welcher die Influenz mit wachsender Zeit t anwachsen kann, und b eine für die verschiedenen Dielectrica verschiedenen Constante ist, welche ein Maass für die Leitungsfähigkeit des Dielectricums liefert.

Hr. Giese machte darauf aufmerksam, dass aus Kohlrausch's Versuchen folge, was seine eigenen sorgfältigen Messungen vollauf bestätigten, dass die Abnahme der disponibeln Ladung oder der Potentialfunction einer geladenen Flasche in der ersten Zeit eine viel raschere sei, als sie nach einer solchen Gleichung sein müsse.

Ich habe schon in meiner Abhandlung über die Influenz in festen Nichtleitern darauf hingewiesen, dass jene Gleichung den Gang der Influenz nur etwa von der dritten Minute ab hinreichend darstelle, dass für die ersten Minuten (innerhalb der ersten Minute liess sich mit dem Sinuselectrometer im allgemeinen nicht beobachten) die beobachteten Werthe der Potentialfunction stets grösser waren, als die nach jener Gleichung berechneten. Ich nahm damals an, dass das Folge der Versuchsanordnung sei, dass in der ersten Zeit von den die Collectorplatte des Apparates tragenden Glasstäbchen etwas Electricität auf die Collectorplatte zurück-

1) Giese, Wied. Ann. 9. p. 161. 1880.

kehre, welche bei der immerhin ziemlich kräftigen Ladung auf die Glasstäbchen gegangen sei. In dem im vorigen Jahre erschienenen 4. Bde. der vierten Auflage meiner Experimentalphysik (§ 50) habe ich indess nach Verwerthung meiner älteren Beobachtungen ¹⁾ über die Influenz in nichtleitenden Flüssigkeiten zur Berechnung der Abhängigkeit der Influenz von der Zeit darauf hingewiesen, dass diese Erklärung doch wohl nicht richtig sei, dass der eigenthümliche bei allen nichtleitenden Substanzen, mit Ausnahme etwa des Paraffins gefundene eigenthümliche Gang der Potentialfunction vielmehr wohl darin seinen Grund haben müsse, dass die Influenz anfänglich sehr viel rascher wachse, dass neben der später den Gang derselben bedingenden Leitung im Dielectricum anfänglich noch eine eigentliche dielectrische Nachwirkung auftrete. Ich zeigte, dass für Schwefelkohlenstoff, Steinöl und Ebonit der Gang der Influenz von der ersten Beobachtung ab sich darstellen lasse durch eine Gleichung von der Form:

$$\varepsilon - a = Ab^{-t} + Bd^{-t},$$

worin d das Maass für die raschere Zunahme der Influenz in der ersten Zeit so gross ist, dass bei dem im allgemeinen nicht sehr grossen Werth von B dieses Glied schon nach wenigen Minuten unmerklich ist. Nur bei dem Steinöl war dieses Glied für die ganze, 56 Minuten dauernde Beobachtungsreihe von erheblichem Einfluss. Ich habe dann an derselben Stelle im § 63 gezeigt, dass der aus meinen Beobachtungen an Ebonit und Steinöl sich ergebende Gang der Potentialfunction infolge der mit der Zeit wachsenden Influenz ein ganz ähnlicher sei, wie der von Kohlrausch an seiner Flasche beobachtete Gang der disponibeln Ladung.

2.

Wenn es hiernach für mich auch nicht mehr zweifelhaft erschien, dass die Rückstandsbildung in der That lediglich der mit der Zeit wachsenden Influenz im Dielectricum des Ladungsapparates zuzuschreiben ist, so schien es mir doch hinreichend interessant, den Gang der Influenz gerade in der

1) A. Wüllner Münch. Ber. 1875. p. 147.

ersten Zeit zu verfolgen, und so gleichzeitig einen directen Beweis dafür zu erhalten, dass der schon damals beobachtete Gang von der ersten Minute ab nicht der früher von mir vermutheten Fehlerquelle zuzuschreiben sei. Es ist dazu erforderlich, den Gang der Potentialfunction eines Ladungsapparates von dem Momente der Ladung ab zu verfolgen, also auch die Potentialfunction zur Zeit Null zu messen, und dieselbe für jeden Moment mit derjenigen Potentialfunction zu vergleichen, welche bei der gleichen Ladung vorhanden ist, wenn sich zwischen den leitenden Flächen des Ladungsapparates kein Dielectricum befindet.

Ich habe deshalb die Versuche über den Gang der Influenz in dielectrischen Körpern wieder aufgenommen; die Methode der Untersuchung konnte wesentlich die früher benutzte sein, sie musste nur soweit geändert werden, dass der Ladungsapparat in einem gegebenen Augenblicke auf einen von dem Electrometer angegebenen Werth der Potentialfunction geladen werden konnte. Es wurde deshalb als Electricitätsquelle eine Anzahl constanter Elemente angewandt und als Electrometer nicht wie früher das Sinus- oder Torsionselectrometer, sondern ein Thomson'sches in der demselben von Hrn. Kirchhoff gegebenen vereinfachten Form.

Indem ich auf die in meiner vorhin erwähnten Abhandlung gegebene Beschreibung ¹⁾ der Beobachtungsmethode hinweise, bemerke ich nur, das die kreisförmige Collectorplatte meines Ladungsapparates von 12 cm Durchmesser von drei feinen, 25 cm langen gefirnissten Glasstäbchen getragen an einem Galgen hing und mit einer über Rollen führenden Schnur auf und nieder gelassen werden konnte. Die Schnur, welche die Collectorplatte trug, konnte in einen verstellbaren Haken eingehängt werden, sodass man die Collectorplatte in innerhalb gewisser Grenzen beliebiger Entfernung von der Condensatorplatte des Apparates halten konnte. Der Abstand der Condensatorplatte von der Collectorplatte wurde durch

1) Man sehe auch A. Wüllner, Experimentalphysik. 4. (IV. Aufl.) § 50.

ein Mikroskop mit Ocularmikrometer gemessen, das ein für alle mal so eingestellt war, dass 25 Theilstriche des Mikrometers 1 mm bedeuteten. Ein zweiter an dem Galgen befestigter Haken gestattete, die Collectorplatte in einem Abstände von 12 cm von der Condensatorplatte aufzuhängen, welche Entfernung ausreicht, dass die Capacität der Collectorplatte durch die Condensatorplatte und die auf ihr liegenden dielectricischen Platten nicht mehr beeinflusst wird.

Von einem auf die Mitte der Collectorplatte vertical aufgesetzten dünnen Messingstift führte ein feiner Platindraht zu einem Quecksilbernäpfchen, welches von einem 10 cm hohen Schellacksäulchen getragen wurde, das auf dem Boden eines umgekehrten Becherglases stand. Auf demselben Boden befanden sich noch drei weitere Schellacksäulchen gleicher Höhe, von denen zwei noch Quecksilbernäpfchen trugen. Die 3 Quecksilbernäpfchen tragenden Säulchen standen in den Ecken eines gleichseitigen Dreieckes; das eine dieser Quecksilbernäpfchen war durch einen sehr feinen Platindraht mit dem einen Quadrantenpaare des Electrometers verbunden, das dritte mit dem Pole einer Batterie Grove'scher Elemente. Die Batterie bestand je nach Umständen aus 1 bis 4 Elementen. Das vierte Schellacksäulchen stand auf dem Halbirungspunkte der Dreiecksseite, welche das mit der Collectorplatte und das mit der Batterie in Verbindung stehende Quecksilbernäpfchen verband; es bildete den einen Stützpunkt einer τ förmigen Wippe, deren zweiter Stützpunkt in dem mit dem Quadrantenpaare des Electrometers verbundenen Quecksilbernäpfchen lag. Durch Umlegen der Wippe konnte entweder die Batterie mit dem Electrometer oder die Collectorplatte mit dem Electrometer verbunden werden. Bei dem Passiren der mittleren Lage stellte dann die Wippe für einen Augenblick die Verbindung zwischen Batterie, Collectorplatte und Electrometer her, indem die Quecksilbermengen in dem mit der Batterie und in dem mit der Collectorplatte in Verbindung stehenden Quecksilbernäpfchen so abgeglichen waren, dass das letztere Quecksilber eben berührt wurde, ehe der Draht das erstere verliess. Man konnte die Wippe auch in dieser mittleren Lage feststellen,

sodass Batterie, Collectorplatte und Electrometer dauernd in Verbindung standen.

Der Stand des Electrometers wurde mit Fernrohr und Scala beobachtet, welch letztere 2 m vom Spiegel des Electrometers entfernt war.

Die Leydener Flasche des Electrometers hielt ihre Ladung vortrefflich, sodass man 5 bis 6 Wochen mit derselben Ladung beobachten konnte; im Laufe eines Tages war die Abnahme der Ladung nicht merklich.

3.

Die zumeist angewandte Versuchsmethode war folgende. Zunächst wurde ein für alle mal die Capacität der Collectorplatte, wenn sie 12 cm von der Condensatorplatte entfernt war, in Bezug auf das Electrometer und die Leitung von der Platte zum Electrometer bestimmt. Zu dem Zwecke wurde der den feinen zum Quecksilbernäpfchen führenden Draht tragende Messingstift von der Collectorplatte gelöst und isolirt neben derselben aufgehängt. Dann wurde das Electrometer mit der Leitung geladen, indem man die Wippe in der mittleren Stellung hielt, bis die Lemniscate des Electrometers zur Ruhe kam. Während der Stand des Electrometers beobachtet wurde, isolirte man dasselbe von der Batterie und legte den Messingstift, welcher den dünnen Platindraht trug, sorgfältig isolirt auf die Collectorplatte. Man beobachtete zugleich den Rückgang der Lemniscate, welche, da derselbe nur sehr gering war, einfach in die neue Ruhelage ohne merkliche Schwingungen zurückging.

Setzt man die Capacität des Electrometers und der bei allen Beobachtungen ganz unveränderten Leitung zur Collectorplatte gleich Eins, so ergab sich aus einer grossen Zahl vortrefflich übereinstimmender Versuche die Capacität der Platte:

$$P = 0,0772.$$

Zu den Messungen wurde der Abstand der Collectorplatte von der Condensatorplatte stets so gewählt, dass nach dem Zwischenbringen der dielectricischen Platte der Abstand der Collectorplatte von dieser 0,2 mm betrug, nur in einzelnen

später zu erwähnenden Fällen wurde ein anderer Abstand gewählt. Die Capacität der Collectorplatte in dieser Lage wurde dadurch bestimmt, dass dieselbe durch einfaches Umliegen der Wippe oder durch dauernde Stellung derselben in der mittleren Lage auf den gleichen Werth der Potentialfunction gebracht wurde, den das Electrometer schon vorher erhalten hatte, und dann nach Isolirung von der Batterie aufgezogen wurde.

Da bei dem Aufziehen der Collectorplatte die Ablenkung der Lemniscate des Electrometers erheblich zunimmt, so geräth dieselbe in Schwingungen; die neue Gleichgewichtslage aus der bekannten Dämpfung zu berechnen, ist wegen des Electricitätsverlustes der frei schwebenden Platte etwas umständlich; ich habe es deshalb vorgezogen, die Beobachtung so zu führen, dass ich abwartete, bis die Nadel nach den Schwingungen in Ruhe kam, und dann die Abnahme der Potentialfunction infolge der Zerstreung direct bestimmte. Es wurde zu dem Zwecke der Stand des Electrometers gewöhnlich 4 Minuten lang verfolgt.

Ist A die in dieser Weise bestimmte Ablenkung der Lemniscate in dem Momente, in welchem die Collectorplatte aufgezogen ist, und war u_0 die Ablenkung als die Platte im Abstände d über der Condensatorplatte schwebte, so ergibt sich die Capacität C der Platte in dieser Lage aus der Gleichung:

$$(1 + C)u_0 = (1 + P)A = 1,0772 A.$$

Zur Bestimmung der in dem Dielectricum in einer möglichst kleinen Zeit bewirkten Influenz, entsprechend der Influenz zur Zeit Null, wurde darauf die zu untersuchende Platte auf die Condensatorplatte gelegt und zunächst auf ihren electrischen Zustand untersucht. Zu dem Zwecke wurde das Electrometer mit der Collectorplatte leitend verbunden, die Collectorplatte über die dielectricische Platte hinabgelassen, kurze Zeit zur Erde abgeleitet und nach der Isolirung wieder aufgezogen. War das Dielectricum electrisch, so gab das Electrometer die Influenzelectricität erster Art an. Wenn auf diese Weise constatirt war, dass die dielectricische Platte nicht oder wenigstens nicht merklich electrisch war, so wurde

das Electrometer geladen und darauf durch ein rasches Umwerfen der Wippe die Collectorplatte auf die gleiche Potentialfunction gebracht. Sofort wurde die Platte aufgezogen und der dadurch bedingte Stand des Electrometers bestimmt. Ist C_0 die Capacität der über dem Dielectricum schwebenden Platte, so ergibt sich C_0 aus der beobachteten Ablenkung A_1 nach Aufziehen der Platte und der Ablenkung u_0 nach der Gleichung:

$$(1 + C_0) u_0 = 1,0772 \cdot A_1.$$

Ist a_0 das Maass der Influenz im Dielectricum, sodass:

$$\frac{1}{1 - a_0} = D$$

die Dielectricitätsconstante desselben ist, ist ferner d der Abstand der Collectorplatte von der Condensatorplatte und δ die Dicke des Dielectricums, so ist:

$$\frac{C}{C_0} = 1 - a_0 \frac{\delta}{d},$$

somit wird:

$$a_0 = \frac{d}{\delta} \left(1 - \frac{C}{C_0} \right).$$

Die so bestimmte Capacität der Platte entspricht einer einen kleinen Bruchtheil einer Secunde dauernden Influenz; die Dauer ist jene Zeit, während welcher bei dem Umwerfen der Wippe das Quecksilber des mit dem Pole der Batterie und des mit der Collectorplatte verbundenen Näpfchens in leitender Verbindung war.

Nach Beendigung dieser Messung wurde zunächst wieder untersucht, ob das Dielectricum sich electrisch zeigte. War das nicht der Fall, so wurde jetzt der Gang der Influenz verfolgt. Zu dem Zwecke wurde die Collectorplatte in ihre Stellung nahe dem Dielectricum hinabgelassen, das Electrometer mit dem Batteriepol verbunden und, nachdem die Lemniscate vollständig zur Ruhe gekommen war, in einem gegebenen Momente die Wippe rasch umgelegt, also Collectorplatte und Electrometer von der Batterie getrennt. Die der Collectorplatte damit gegebene Ladung war genau die ihr bei dem vorherigen Versuche gegebene, sie entspricht der vorher bestimmten Capacität C_0 . Die Zunahme der Influenz in dem Dielectricum muss sich somit durch Abnahme der

Potentialfunction zu erkennen geben. In der That begann die Lemniscate des Electrometers sofort zurückzugehen; es wurde der Stand derselben anfangs von 20 zu 20 Secunden später in grösseren Zwischenräumen notirt. In einigen Fällen, besonders bei Untersuchung von Gläsern, war in der ersten Zeit die Zunahme der Influenz eine so rasche, dass die Lemniscate des Electrometers trotz der grossen Dämpfung in Schwingung gerieth; da die Schwingungsdauer der Nadel 18 Secunden betrug, war infolgedessen der in der 20. Secunde beobachtete Rückgang zu gross, es kamen Fälle vor, wo in dem zweiten Intervall von 20 Secunden die Ablenkung des Electrometers wieder etwas zunahm oder wenigstens nicht abnahm, und dass erst von da ab die Abnahme der Ablenkung eine stetige wurde.

Nehmen wir zunächst an, dass während der Dauer des Versuches gar kein Verlust an Electricität stattfindet, ist dann die zur Zeit t beobachtete Ablenkung des Electrometers gleich u , und A_1 die bei dem vorigen Versuche gemessene Ablenkung, wenn die Platte aufgezogen war, welche auch jetzt dieselbe sein muss, da die ursprüngliche Ladung der Collectorplatte die gleiche ist, so ergibt sich die Capacität C_t der Collectorplatte zur Zeit t aus der Gleichung:

$$(1 + C_t)u = 1,0772 \cdot A_1.$$

Ist a das Maass der während der Zeit t bewirkten Influenz, so ist:

$$\frac{C}{C_t} = 1 - a \frac{\delta}{d}$$

oder: $a = \frac{\delta}{d} \left(1 - \frac{C}{C_t} \right).$

Die hier zunächst gemachte Voraussetzung, dass während der Versuchsdauer kein Verlust an Electricität stattfindet, trifft im allgemeinen nicht zu. Um den stattgefundenen Verlust zu bestimmen, wurde am Schlusse des Versuches die Collectorplatte wieder aufgezogen und die Ablenkung A_2 des Electrometers beobachtet, welche somit auch unmittelbar die Capacität der Collectorplatte infolge der bis dahin dauernden Influenz im Dielectricum mit der unmittelbar vor dem Aufziehen der Platte abgelesenen Ablenkung des Electrometers lieferte. War A_2 von A_1 verschieden, was meistens

der Fall war, so wurde die der Zeit t entsprechende Ladung unter der Voraussetzung berechnet, dass der Verlust in gleichen Zeiten der ursprünglichen Ladung proportional war, das heisst, es wurde angenommen, dass die Ladungen einer geometrischen Reihe angehören, deren Quotient, die Minute als Zeiteinheit angenommen, wenn der Versuch T' Minuten gedauert hatte, die T . Wurzel aus A_2/A_1 ist. Da der Verlust überhaupt in der Regel nur klein war, so kann durch die immerhin vorhandene Unsicherheit dieser Correction der Gang der Influenz nicht merklich beeinflusst werden.

4.

Da wegen der Bewegung der Lemniscate der Gang der Influenz in den ersten Secunden nach der Ladung nicht verfolgt werden konnte, habe ich versucht, wie ich es auch schon früher gethan hatte, durch directe Capacitätsbestimmung der Collectorplatte die Zunahme der Influenz in den ersten Secunden zu bestimmen. Es wurde zunächst die Capacität der Collectorplatte für die Zeit 0, das heisst, wenn die Wippe rasch umgeworfen wurde, in der vorhin beschriebenen Weise bestimmt. Darauf wurde die über dem Dielectricum schwebende Platte und das Electrometer, indem die Wippe in die mittlere Stellung gebracht wurde, während 5'', 10''... mit der Batterie verbunden, mit dem Schläge der 5., 10.... Secunde die Wippe umgelegt, die Collectorplatte aufgezogen und die Ablenkung der Lemniscate des Electrometers bestimmt. Man erhält so direct die Capacitäten nach 5'', 10''...

Das Verfahren kann indess nicht so genaue Resultate geben als das andere. Man kann nämlich nur wenige Versuche hintereinander machen, ohne dass die Platte dauernd merklich influenzirt wird, sodass sie sich nach Beendigung des Versuches bei der Empfindlichkeit des Electrometers merklich electrisch zeigt. Auch Durchziehen der Platten durch die Flamme nimmt den electrischen Zustand nicht fort. Sollen die Versuche aber vergleichbar sein, so müssen sie rasch nacheinander gemacht werden, denn zu verschiedenen Zeiten findet man bei gleicher Dauer der Influenzwirkung erheblich verschiedene Werthe, wie sich das schon aus meinen früheren

Beobachtungen und denen anderer ergibt. Die nachher mitgetheilten Beobachtungsreihen zeigen, wie verschiedene Werthe von a_0 bzw. der Dielectricitätsconstanten man findet. Das Verfahren ist aber immerhin geeignet, um zu zeigen, mit welcher Geschwindigkeit gerade in den ersten Secunden die Influenz vorzugsweise bei den Gläsern zunimmt.

5. Beobachtung des Ganges der Potentialfunction in einigen Leydener Flaschen.

Um den Gang der Influenz in den Dielectricis mit dem der disponiblen Ladung, also mit dem Gange der Potentialfunction der Leydner Flaschen zu vergleichen, habe ich diesen Gang für eine Anzahl von Flaschen bestimmt. An Stelle der Condensatorplatte meines Apparates wurde die innere Belegung der Leydener Flasche mit dem betreffenden, sonst den zur Collectorplatte führenden Draht aufnehmenden Quecksilbernäpfchen verbunden. Nachdem das Electrometer geladen war, wurde die Wippe schnell umgelegt, sodass die Flasche in einem sehr kleinen Bruchtheil einer Secunde geladen wurde, und nun der Rückgang der Nadel beobachtet.

Für alle untersuchten Flaschen ergab sich die Capacität gegenüber derjenigen des Electrometers unmessbar gross, sodass die Ablenkung des Electrometers direct die Potentialfunction mass.

Neben der Rückstandsbildung kann auch ein etwaiger Ladungsverlust eine Veränderung der Potentialfunction bewirken; bei diesen schwachen Ladungen, durch 4 Grove'sche Elemente, kann der Verlust aber nur ein geringer sein. Es ergibt sich das auch daraus, dass der Gang der Potentialfunction zu verschiedenen Zeiten merklich derselbe war. Eine nennenswerthe Beeinflussung des Ganges der Potentialfunction besonders in den ersten Minuten, wird keinesfalls dadurch eintreten, dieser Einfluss würde im übrigen der sein, dass die Abnahme der Potentialfunction eine etwas raschere wäre, als sie ohne diesen Verlust sein würde.

Nachstehende Tab. I gibt den Gang der Potentialfunction in einer Flasche aus einer Batterie von Rühmkorff, wie sie derselbe seinen grossen Inductionsapparaten beifügte,

von etwa 0,299 qm Belegung. Die Beobachtungsreihen sind am 3. Januar und 10. Februar 1887 erhalten. Die Potentialfunction zur Zeit 0, gemessen durch die Ablenkung des Electrometers vor Umlegen der Wippe, ist gleich 1 gesetzt. Neben den beobachteten Werthen sind die nach den unten angegebenen Gleichungen berechneten Werthe angeführt.

Tabelle I.

		Grosse Flasche von Rühmkorff.			
Zeit		Potentialfunction		Potentialfunction	
		beob.	ber.	beob.	ber.
0'	0''	1	1	1	1
—	20	0,6703	0,7079	0,7116	0,7305
—	40	0,6413	0,6329	0,6597	0,6597
1	—	0,5856	0,5856	0,6154	0,6152
—	20	0,5399	0,5474	0,5705	0,5786
—	40	0,5109	0,5161	0,5449	0,5470
2	—	0,4819	0,4863	0,5192	0,5196
3	—	0,4167	0,4189	0,4551	0,4556
4	—	0,3732	0,3718	0,4103	0,4097
5	—	0,3370	0,3364	0,3750	0,3764
6	—	0,3007	0,3082	0,3462	0,3460
7	—	0,2790	0,2844	0,3173	0,3217
8	—	0,2609	0,2637	0,2981	0,3002
10	—	0,2261	0,2283	0,2596	0,2631
12	—	0,1993	0,1984	0,2308	0,2313
14	—	—	—	0,2051	0,2036
16	—	0,1558	0,1503	0,1795	0,1794

Die Gleichungen, nach welchen die als berechnet angegebenen Werthe erhalten wurden, sind folgende; für die erste Reihe:

$$V = 0,4550 \cdot 1,072^{-t} + 0,2874 \cdot 1,820^{-t} + 0,2586 \cdot 860^{-t};$$

für die zweite Reihe:

$$V = 0,4941 \cdot 1,065^{-t} + 0,2711 \cdot 1,793^{-t} + 0,2348 \cdot 1000^{-t}.$$

Die grösste Abweichung zwischen dem beobachteten und berechneten Werthe befindet sich beide mal für die Zeit 0' 20'', der beobachtete Werth ist zu klein, die Ablenkung des Electrometers wurde beobachtet 92,5 mm, die Rechnung ergibt 97,7, entsprechend der vorhin gemachten Bemerkung, dass bei dem starken Rückgang in den ersten Secunden die Lemnistrate des Electrometers in Schwingungen gerieth, also über die Gleichgewichtslage hinausging. Im übrigen entsprechen die Unterschiede zwischen Beobachtung und Rech-

nung im Maximum einer Ablenkungsdifferenz von 1 mm bei der Beobachtung der sechsten Minute der ersten Reihe, ein Unterschied, welcher durch eine augenblickliche kleine Erschütterung des Electrometers allein erklärt wird. Derartige Erschütterungen sind leider in meinem Laboratorium durch vorüberfahrende Wagen schon möglich.

Nachfolgende Tabelle II. enthält den Gang der Potentialfunction für zwei kleinere Flaschen von Rühmkorff aus einer Cascadenbatterie, wie sie derselbe ebenfalls seinen grossen Inductionsapparaten beifügte. Unter II₁ und II₂ sind 2 Beobachtungsreihen mit der als II bezeichneten Flasche mitgetheilt, deren eine am 3. Januar die andere am 17. Februar 1887 durchgeführt ist.

Die Gleichungen, nach welchen die Werthe berechnet wurden, sind für die Flasche I:

$$V = 0,8070 \cdot 1,011^{-t} + 0,1166 \cdot 1,626^{-t} + 0,0764 \cdot 1000^{-t},$$

für die Flasche II:

$$V = 0,7362 \cdot 1,014^{-t} + 0,0915 \cdot 1,340^{-t} + 0,1723 \cdot 41,51^{-t}.$$

Tabelle II.

Kleine Flaschen von Rühmkorff.

I			II ₁		II ₂	
Zeit		Potentialfunction beob.	ber.	Potentialfunction beob.		
0'	0''	1	1	1	1	1
—	20	0,9042	0,9108	0,8540	0,8655	—
—	40	0,8850	0,8862	0,8285	0,8191	0,8191
1	—	0,8690	0,8690	0,8102	0,7986	0,7972
—	20	0,8543	0,8565	0,7920	0,7870	0,7826
—	40	0,8467	0,8444	0,7810	0,7766	0,7754
2	—	0,8339	0,8339	0,7664	0,7673	0,7609
3	—	0,8115	0,8084	0,7445	0,7444	0,7391
4	—	0,7918	0,7897	0,7236	0,7250	0,7174
5	—	0,7796	0,7750	0,7080	0,7083	0,6986
6	—	0,7649	0,7628	0,6934	0,6934	0,6884
8	—	0,7457	0,7428	0,6679	0,6680	0,6478
10	—	0,7246	0,7255	0,6460	0,6461	0,6261
12	—	0,7039	0,7096	0,6241	0,6246	0,6087
16	—	0,6791	0,6794	0,5890	0,5910	0,5797
20	—	0,6537	0,6509	0,5584	0,5587	0,5580
24	—	0,6295	0,6234	0,5306	0,5278	0,5362

Die Gleichung für die Flasche II war aus der ersten Beobachtungsreihe abgeleitet; man sieht, auch die zweite

Reihe ist durch dieselbe Gleichung vortrefflich darstellbar, nur die Beobachtungen bei 8', 10', 12' weichen etwas mehr ab, als die unvermeidlichen Beobachtungsfehler betragen, der Unterschied bedeutet z. B. bei 8' eine Differenz in der Ablenkung von etwa 2,5 mm, die Beobachtung ergab 89,4 mm, die Rechnung führt zu einer Ablenkung des Electrometers von 92 mm. Indess ist an dieser Stelle im Beobachtungsjournal vermerkt, dass eine Störung des Ganges des Electrometers eingetreten zu sein scheine.

Nachfolgende Tabelle III. enthält 2 Beobachtungsreihen an einer Leydener Flasche, welche ich aus der früheren Werkstätte des Hrn. Prof. Carl in München erhalten habe; die beiden Reihen zeigen einen nur wenig verschiedenen Gang, sie liessen sich aber nicht durch eine und dieselbe Gleichung genau genug darstellen, da der Abfall der Potentialfunction in der zweiten Reihe in den ersten Minuten etwas rascher, später aber langsamer erfolgt, als in der ersten Reihe. Die Gleichungen sind für die erste Reihe:

$$V = 0,6285 \cdot 1,027^{-t} + 0,2421 \cdot 1,557^{-t} + 0,1294 \cdot 1000^{-t},$$

für die zweite Reihe:

$$V = 0,5975 \cdot 1,021^{-t} + 0,2400 \cdot 1,515^{-t} + 0,1625 \cdot 1000^{-t}.$$

Tabelle III.

Flasche von Carl.

Zeit		I		II	
		Potentialfunction beob.	ber.	Potentialfunction beob.	ber.
0'	0''	1	1	1	1
—	20	—	—	0,8121	0,8187
—	30	0,7890	0,8195	—	—
—	40	—	—	0,7752	0,7733
1	—	0,7676	0,7677	0,7450	0,7443
—	20	0,7413	0,7410	0,7114	0,7197
—	40	0,7156	0,7172	0,6933	0,6979
2	—	0,6942	0,6960	0,6745	0,6785
3	—	0,6483	0,6462	0,6262	0,6315
4	—	0,6086	0,6068	0,5973	0,5967
5	—	0,5810	0,5773	0,5738	0,5700
6	—	0,5535	0,5535	0,5517	0,5489
8	—	0,5156	0,5159	0,5168	0,5166
10	—	0,4801	0,4855	0,4933	0,4914
12	—	0,4526	0,4591	0,4698	0,4698
16	—	0,4067	0,4116	0,4295	0,4319
20	—	0,3713	0,3708	0,3959	0,3979
24	—	0,3364	0,3336	0,3690	0,3668

Die Beobachtungsreihen zeigen, dass bei allen untersuchten Flaschen die Abnahme der Potentialfunctionen in den ersten Secunden, entsprechend den früheren Beobachtungen weitaus am raschesten erfolgt, sodass, mit Ausnahme der Flasche II der Cascadenbatterie, das dritte diese rasche Abnahme charakterisirende Glied der Gleichungen nach der ersten Minute gleich Null wird; bei der Flasche II der Cascadenbatterie erstreckt sich der Einfluss des dritten Gliedes auf die zweite Minute.

Es unterliegt wohl keinem Zweifel, dass bei länger fortgesetzter Beobachtung auch das erste Glied noch in zwei oder mehrere zerlegt werden müsste, da die Gleichungen, selbst für die beiden Flaschen der Cascadenbatterie, in zu kurzer Zeit zu dem Potentialwerthe 0 führen, oder dass man der Gleichung ein constantes Glied beifügen müsste, welches den Grenzwertb ergäbe, dem sich der Potentialwerth nähert. Die Erfahrungen an guten Flaschen der Thomson'schen Electrometer machen wohl das letztere wahrscheinlich.

Die Beobachtungen zeigen weiter, dass die Abnahme der Potentialfunction in den verschiedenen Flaschen mit sehr verschiedener Geschwindigkeit erfolgt; besonders interessant ist die grosse Verschiedenheit in dem Gange der Potentialfunction in den beiden Flaschen aus der Rühmkorff'schen Cascadenbatterie, welche im übrigen in Form und Grösse so genau gleich sind, dass man an dem gleichen Ursprunge der Flaschen nicht zweifeln kann.

6. Gang der Influenz in einigen Gläsern.

Ich lasse zunächst den Gang der Influenz in einer Anzahl Gläser folgen. Die erste Beobachtungsreihe theile ich in allen Einzelheiten mit, um ein Bild des Verlaufes der Versuche zu geben, im übrigen setze ich nur die im § 3 definirten Werthe von $1 - a$ her. Diese Werthe entsprechen genau den Potentialfunctionen der Leydener Flasche, denn wäre die Capacität des Condensators gegen die des Electrometers unmessbar gross, und wäre der Zwischenraum zwischen den Platten des Condensators ganz mit dem Dielectricum ausgefüllt, so würde infolge der Influenz auf das Dielectricum

die ohne Dielectricum vorhandene Potentialfunction in der Collectorplatte im Verhältniss von $1 - a$ zu 1 vermindert. Der Quotient $(1 - a)/(1 - a_0)$ gibt also die Werthe der Potentialfunction in der Collectorplatte, bezogen auf jene zur Zeit Null bei vorhandenem Dielectricum als Einheit. Neben den direct aus den Beobachtungen sich ergebenden Werthen $1 - a$ sind deshalb auch die Quotienten $(1 - a)/(1 - a_0)$ angeführt, welche den Gang der Influenz ganz direct mit dem Gange der Rückstandsbildung vergleichen lassen.

Die in folgender Tabelle vollständig mitgetheilte Beobachtungsreihe bezieht sich auf ein Stück einer Scheibe, welche früher einer aus der Werkstätte des Prof. Carl in München im Jahre 1870 bezogenen Influenzmaschine von ausgezeichnete Wirkung angehört hatte. Das Glas war noch mit der starken Firnissschicht bedeckt, welche man den rotirenden Scheiben der Influenzmaschinen zu geben pflegt.

Die Dicke des Glases ist $\delta = 2,92$ mm.

Der Abstand der Collectorplatte von der Condensatorplatte somit, da der Abstand derselben von dem Dielectricum stets 0,2 mm war, $d = 3,12$.

Die Capacität der Collectorplatte in dieser Lage war $0,890 = C$.

Als die Glasplatte zwischen die Platten des Condensators gelegt und nun durch Umwerfen der Wippe die Platte mit dem Electrometer eine solche Ladung erhalten hatte, dass das Electrometer eine Ablenkung von 113,5 mm zeigte, bewirkte das sofortige Hochziehen der Collectorplatte eine Ablenkung von 400,1 mm. Die Capacität C_0 ergibt sich deshalb aus:

$$(1 + C_0) 113,5 = 1,0772 \cdot 400,1; \quad C_0 = 2,797.$$

Es wurde nun, nachdem die Glasplatte auf ihren electrischen Zustand untersucht und unelectrisch befunden war, und das mit der Batterie in Verbindung stehende Electrometer fest die Ablenkung 113,5 zeigte, durch Umwerfen der Wippe die Collectorplatte auf denselben Potentialwerth gebracht und über der Glasplatte hängen gelassen. Als die Collectorplatte darauf mit dem Schlage der 24. Minute aufgezo- gen wurde, gab die hochgezogene Platte eine Ablenkung

des Electrometers von 358,1 mm. Die Ladung hatte somit in 24 Minuten von 400,1 auf 358,1 abgenommen, oder der Logarithmus der Ladung war von 2,60214 auf 2,55393 herabgegangen. Für jede Minute hatte somit der Logarithmus um 0,00201 abgenommen. Zur Berechnung der Werthe von C_t ist deshalb anstatt des Werthes 400,1 jene Ablenkung eingesetzt, welche sich darnach für jede Zeit t innerhalb der 24 Minuten ergibt.

Hiernach ist nachfolgende Tabelle IV. wohl in allen ihren Einzelheiten verständlich. Spalte 1 enthält die Zeit, Spalte 2 unter A die zur Zeit t beobachtete Ablenkung des Electrometers, Spalte 3 die sich aus der in Spalte 2 aufgeführten und für die gleiche Zeit in der oben angegebenen Weise berechneten Ablenkungen, wenn die Platte zu dieser Zeit hochgezogen wäre, abgeleiteten Capacitäten C_t , die Spalte 4 die Quotienten (C/C_t) , aus dem sich mit $(d/\delta = 3,12/2,92)$ die Werthe $1 - a$ der folgenden Spalte ergeben.

Tabelle IV.

Glas von der Influenzmaschine.

Zeit		A	C_t	$\frac{C}{C_t}$	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	
						beob.	ber.
0'	0''	113,5	2,797	0,3182	0,2720	1	1
—	20	93,5	3,602	0,2471	0,1955	0,7188	0,7405
—	40	91,5	3,695	0,2409	0,1889	0,6945	0,6847
1	—	88,0	3,874	0,2297	0,1771	0,6509	0,6544
—	20	86,0	3,979	0,2287	0,1706	0,6272	0,6324
—	40	85,0	4,029	0,2209	0,1675	0,6158	0,6156
2	—	84,0	4,080	0,2181	0,1645	0,6048	0,6031
3	—	81,5	4,209	0,2115	0,1575	0,5791	0,5784
4	—	80,0	4,280	0,2079	0,1536	0,5647	0,5646
5	—	79,0	4,319	0,2061	0,1517	0,5577	0,5577
6	—	78,0	4,361	0,2042	0,1497	0,5504	0,5518
8	—	76,0	4,447	0,2001	0,1453	0,5466	0,5423
10	—	75,0	4,464	0,1994	0,1447	0,5320	0,5336
12	—	73,5	4,519	0,1969	0,1419	0,5217	0,5252
16	—	71,0	4,599	0,1935	0,1383	0,5084	0,5087
20	—	68,5	4,687	0,1899	0,1344	0,4941	0,4928
24	—	67,0	4,791	0,1858	0,1298	0,4772	0,4774

Die berechneten Werthe wurden nach der Gleichung erhalten:

$$\frac{1 - a}{1 - a_0} = V = 0,5777 \cdot 1,008^{-t} + 0,1921 \cdot 2,379^{-t} + 0,2302 \cdot 1000^{-t}.$$

Die Unterschiede zwischen Beobachtung und Rechnung, mit Ausnahme des Werthes für 0' 20'' fallen ganz innerhalb der unvermeidlichen Beobachtungsfehler, für 0' 20'' ist die beobachtete Ablenkung gegen die Berechnung um etwas mehr als 1 mm zu klein, der starke Rückgang in den ersten 20'' Secunden lässt es nicht auffallend erscheinen, dass das Electrometer etwas über die Gleichgewichtslage hinausgegangen ist.

Messungen der Capacität bei jedesmal die angegebene Zeit dauernder constanter Ladung (§ 4) ergaben am folgenden Tage:

Zeit	0''	—' 20''	—' 40''	1' —''	2' —''	5' —''
$1 - a$	0,2720	0,2019	0,1862	0,1791	0,1694	0,1600
$(1-a)/(1-a_0)$	1	0,7372	0,6798	0,6539	0,6185	0,5842

Etwa 14 Tage später erhielt ich nach derselben Methode folgende Werthe:

Zeit	0''	—' 5''	—' 10''	—' 15''	—' 20''
$1 - a$	0,2281	0,2114	0,1915	0,1867	0,1774
$(1-a)/(1-a_0)$	1	0,9261	0,8431	0,8158	0,7778

Die ersteren Zahlen stimmen recht gut mit denen der vollständigen Reihe, die letzteren zeigen, dass auch innerhalb der ersten 20'' der Gang der Influenz dem in der vollständigen Reihe gefundenen entspricht.

Die Potentialfunction in der Collectorplatte nimmt hier nach infolge der Influenz auf das Glas in den ersten 20'' auf drei Viertel, in der ersten Minute auf zwei Drittel ihres Werthes ab, um dann bis zur 24. Minute noch bis etwa auf die Hälfte zu sinken.

Den gleichen Gang mit anfänglich noch rascherer Abnahme zeigt ein Spiegelglas, wie folgende Tabelle V zeigt. Die Platte hat eine Dicke von 7,52 mm und ist auf ihrer Oberfläche vor vielen Jahren leicht gefirnisst. Der Gang der Influenz lässt sich, wie die als berechnet angegebenen Werthe zeigen, sehr gut darstellen durch die Gleichung:

$$\frac{1-a}{1-a_0} = V = 0,3344 \cdot 1,014^{-t} + 0,3779 \cdot 1,675^{-t} + 0,2877 \cdot 1,000^{-t}.$$

Tabelle V.

Spiegelglas gefirnisst, 7,52 mm dick.

Zeit	$1 - \alpha$	$\frac{1 - \alpha}{1 - \sigma_0}$		Zeit	$1 - \alpha$	$\frac{1 - \alpha}{1 - \sigma_0}$	
		beob.	ber.			beob.	ber.
0' 0"	0,1956	1	1	5' —	0,0667	0,3410	0,3408
— 20	0,1316	0,6728	0,6799	6 —	0,0647	0,3308	0,3249
— 40	0,1191	0,6089	0,6021	8 —	0,0605	0,3093	0,3055
1 —	0,1090	0,5573	0,5557	10 —	0,0571	0,2919	0,2935
— 20	0,1002	0,5123	0,5183	12 —	0,0545	0,2786	0,2841
— 40	0,0954	0,4877	0,4868	16 —	0,0516	0,2684	0,2682
2 —	0,0895	0,4576	0,4599	20 —	0,0495	0,2531	0,2537
3 —	0,0783	0,4003	0,4012	24 —	0,0470	0,2403	0,2400
4 —	0,0714	0,3650	0,3644				

Durch Capacitätsmessungen bei constanter Ladung erhielt ich im Mittel mehrerer an demselben Tage ausgeführter Beobachtungen für die Zeit:

	0"	5"	10"	15"	20"
$1 - \alpha =$	0,2137	0,1404	0,1274	0,1142	0,1142,

sodass hiernach in den ersten 5" der Abfall ebenso gross erscheint, als in obiger Reihe nach 20 Sekunden.

In der folgenden Tabelle gebe ich die Beobachtungen an einer Reihe von Spiegelglasplatten, für jede eine Reihe; die Dicke derselben ist für jede in der Tabelle angegeben, gleichzeitig, ob dieselbe gefirnisst war oder nicht. Die Werthe für 20" sind nicht angeführt, weil hier stets das Electrometer in Schwingung gerieth, sodass der Werth für 20" meist sogar kleiner war als für 40". Gleichungen zur Berechnung der Beobachtungen habe ich nicht abgeleitet, da man den Gang der Influenz auch ohnedem deutlich erkennt.

Tabelle VI.

Zeit	Spiegelglas 1,96 mm gefirnisst		Spiegelglas 1,32 mm gefirnisst		Spiegelglas 1,24 mm nicht gefirnisst	
	$1 - \alpha$	$\frac{1 - \alpha}{1 - \sigma_0}$	$1 - \alpha$	$\frac{1 - \alpha}{1 - \sigma_0}$	$1 - \alpha$	$\frac{1 - \alpha}{1 - \sigma_0}$
0' 0"	0,2090	1	0,2641	1	0,2061	1
0 40	0,0910	0,4738	0,1372	0,5195	—	—
1 —	0,0907	0,4340	0,1203	0,4555	0,0473	0,2300
2 —	0,0889	0,4253	0,1109	0,4149	0,0439	0,2130
4 —	—	—	0,0977	0,3692	0,0373	0,1810
10 —	—	—	0,0766	0,2900	—	—
12 —	0,0869	0,4158	—	—	0,0252	0,1223

Capacitätsmessungen bei dauernder Ladung lieferten für die dünnste Spiegelglasplatte, 1,24 mm, später unter anderen folgende Werthe:

	0"	5"	10"	15"	20"
$1 - a$	0,2178	0,1233	0,1159	0,1140	0,1004
$(1 - a)/(1 - a_0)$	1	0,5661	0,5321	0,5234	0,4610.

7.

Alle im vorigen Paragraphen mitgetheilten Zahlen zeigen für die Influenz in Gläsern ganz den charakteristischen Gang, den auch der Gang der disponibeln Ladung der Leydener Flasche zeigt. Der Abfall der Potentialfunction ist in der ersten Zeit ein sehr rascher, bei den Spiegelglasplatten sogar ein noch rascherer, als bei den 4 Leydener Flaschen, schon nach der ersten Minute verlangsamt sich der Gang bedeutend, und nach wenigen Minuten wird er entsprechend meinen früheren Beobachtungen ein solcher, dass man die Zahlen innerhalb der Genauigkeitsgrenzen durch eine geometrische Reihe darstellen kann.

Die Gläser zeigen indess eine grosse Verschiedenheit im Gange der Influenz, die Spiegelgläser werden sehr viel rascher influenzirt, als das Glas der Influenzmaschine. Am schnellsten ist die Zunahme in der dünnsten Spiegelglasplatte, der einzigen von den untersuchten Glasplatten, welche nicht mit einer Firnissschicht bedeckt war. Von der Ansicht ausgehend, dass die Oberflächenleitung auf diesen rascheren Gang der Influenz von wesentlichem Einfluss sei, habe ich zu prüfen gesucht, ob die Bedeckung des Glases mit der warm aufgetragenen Firnissschicht die Ursache dieses Unterschiedes sei. Ich zerschnitt deshalb eine grössere Spiegelglasplatte von 1,44 mm Dicke in sechs kleinere Platten von der Grösse der Platten meines Condensators. Drei derselben wurden warm mit einer Firnissschicht überzogen, die übrigen drei wurden ungefirnisst gelassen. Die Platten waren 8 Tage nach ihrer Herstellung noch in so hohem Grade electrisch, dass sie zu den Versuchen nicht gebraucht werden konnten; sie wurden deshalb 24 Stunden in Wasser gelegt und dann einige Tage zum Trocknen hingestellt. Vier der Platten,

zwei gefirnisste und zwei ungefirnisste, zeigten sich nach dieser Behandlung unelectrisch, die beiden anderen hatten ihre Electricität noch nicht verloren. Längeres Liegen in Wasser befreite auch diese Platten von ihrer Electricität, die gefirnisste Platte blätterte aber ihre Firnissschicht zum Theil ab und wurde deshalb zunächst zu den Versuchen nicht benutzt. Die Reihenfolge der Platten, wie sie aus der grösseren erhalten war, zeigt folgende Skizze:

II	III	VI
I	IV	V

Die Platten I, II, III waren gefirnisst, IV, V, VI nicht, die Platte II war die zu den Versuchen zunächst nicht benutzte. Die beobachteten Werthe sind in folgender Tab. VII mitgetheilt. Die Platten I und III sowie V und VI wurden an zwei aufeinander folgenden Tagen, am 27. Januar die Platten III, V, VI, am 28. Januar 1887 nochmals die Platten V und VI und I untersucht; die Werthe für Platte IV sind am 8. und 9. März 1887 erhalten.

Tabelle VII.

Zeit	Glasplatte III gefirnisst		Glasplatte V nicht gefirnisst		Glasplatte VI	
	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$
0' 0"	0,2692	1	0,3210	1	0,2609	1
1 —	0,1397	0,5169	0,1991	0,6199	0,1548	0,5933
2 —	—	—	—	—	0,1537	0,5891
6 —	0,1345	0,4996	0,1975	0,6153	0,1514	0,5803
10 —	0,1311	0,4870	0,1943	0,6053	0,1492	0,5719
Zeit	Glasplatte I gefirnisst		Glasplatte V nicht gefirnisst		Glasplatte VI	
	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$
0' 0"	0,2554	1	0,3680	1	0,2975	1
1 —	0,1151	0,4574	0,2215	0,6019	0,1790	0,6017
2 —	—	—	—	—	0,1714	0,5759
5 —	0,1117	0,4374	0,2160	0,5850	—	—
10 —	—	—	—	—	0,1675	0,5630
Zeit	Glasplatte IV, nicht gefirnisst		Glasplatte V nicht gefirnisst		Glasplatte VI	
	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$
0' 0"	0,1875	1	0,1870	1	0,1847	1
1 —	0,0580	0,3093	0,0645	0,3449	0,0570	0,3090
2 —	0,0522	0,2784	0,0440	0,2359	0,0484	0,2621
5 —	0,0510	0,2720	0,0329	0,1795	—	—

Ein Einfluss des Firnisses, beziehungsweise eine dadurch bewirkte Verminderung der Oberflächenleitung lässt sich

nicht erkennen, vielmehr zeigen die beiden nicht gefirnisssten Platten V und VI sowohl die geringste Influenz für die Zeit Null, als auch die geringste Zunahme der Influenz mit wachsender Zeit. Der für die Platte V gefundene Werth der Influenz für die Zeit Null führt sogar zu einem Werthe der Dielectricitätsconstante eines Glases, wie er meines Wissens so klein noch nicht beobachtet ist; das Mittel beider Werthe liefert $1/0,3445 = 2,903$.

Der grosse Unterschied in dem für Platte IV gefundenen Werthe gegenüber den anderen veranlasste mich, später die Platten IV und V nochmals zu vergleichen und ebenso auch die Influenz in Platte II zu messen, nachdem die Platten zu derselben Zeit sorgfältig abgewaschen waren und darauf die gleiche Zeit, 6 Tage, an der Luft gestanden hatten. Ich erhielt für:

	Platte V	Platte IV	Platte II
$1 - a_0 =$	0,2785	0,1478	0,1944.

Die Werthe sind zwar, worauf ich nachher noch zurückkomme, andere, aber der Unterschied zwischen den Werthen von Platte IV und V ist derselbe. An einem anderen Tage, wo ebenfalls die 3 Platten V, VI und II vorher frisch gewaschen waren, erhielt ich für:

	Platte V	Platte VI	Platte II
$1 - a_0 =$	0,2626	0,2172	0,2280.

Der für Platte II gefundene Werth liegt somit zwischen den für Platte V und VI erhaltenen, die Abnahme der Potentialfunction in Platte II war etwas stärker als in Platte III.

Die hier mitgetheilten Zahlen liefern das interessante Resultat, dass in Stücken einer und derselben Glasplatte die Influenz eine sehr verschiedene sein kann. Die Dielectricitätsconstante in Platte IV ist ungefähr doppelt so gross, als in Platte V, die in den Platten I, II, III, IV erhaltenen liegen in der Mitte zwischen diesen äussersten Werthen; der Abfall der Potentialfunction in der ersten Minute ist in Platte IV doppelt so gross, als in Platte V und VI, der Abfall in den Platten I, II, III, welche für die Zeit Null nahe denselben Werth der Influenz zeigen, wie Platte VI, liegt in der Mitte.

Diese Beobachtungen widerlegen auch den Einwand, den

Hr. v. Bezold gegen die Erklärung der Rückstandsbildung durch die Influenz in dem Dielectricum erhoben hat, dass die Rückstandsbildung von der Dicke der Platten abhängig sei. Hr. v. Bezold nahm mehrere aus demselben Hafen geblasene Platten verschiedener Dicke und fand, dass die Rückstandsbildung in den dünneren Platten die schnellere sei.¹⁾ Wenn man indess sieht, wie verschieden der Gang der Influenz in Stücken einer und derselben Platte sein kann, wird man für verschiedene aus einem Hafen erhaltene Platten keine Uebereinstimmung erwarten können, und es deshalb als Zufall ansehen müssen, dass bei den Beobachtungen des Hrn. v. Bezold es gerade die dünneren Platten waren, welche den schnelleren Gang der Rückstandsbildung zeigten. Kohlrausch war in der That zu dem entgegengesetzten Resultate gelangt.

Nach den in den letzten beiden Paragraphen mitgetheilten Beobachtungen kann es wohl nicht zweifelhaft sein, dass der Gang der disponibeln Ladung oder der Potentialfunction einer geladenen Leydener Flasche bei der Rückstandsbildung wesentlich der gleiche ist, wie derjenige bei der Influenz der Gläser. Zur Erklärung der eigentlichen Rückstandsbildung ist deshalb nichts weiteres hinzu zu ziehen, sie ist Folge der mit der Zeit wachsenden Influenz im Dielectricum.

8. Gang der Influenz in einigen anderen Nichtleitern.

Schon nach meinen früheren Beobachtungen war es wahrscheinlich, dass auch bei den anderen Isolatoren der Gang der Influenz ein analoger sei, wie er bei den Gläsern nach den mitgetheilten Beobachtungen ist, dass alle, vielleicht mit Ausnahme des Paraffins, in den ersten Minuten ein erheblich schnelleres Wachsen der Influenz zeigen als später. Um die Frage zur Entscheidung zu bringen, habe ich die früher von mir benutzten Platten neuerdings ebenfalls untersucht.

Ich begann mit den Ebonitplatten, mit denen ich eine sehr grosse Zahl von Versuchsreihen durchgeführt habe; die

1) v. Bezold, Pogg. Ann. 125. p. 132. 1865; 137. p. 223. 1869.

Platten hatten seit 1876 zwischen Glasplatten verpackt gelegen, sie lieferten anfänglich viel grössere Dielectritätsconstanten als später, zum Theil auch als ich früher abgeleitet hatte, und einen erheblich rascheren Verlauf der Influenz. Als sie längere Zeit an der Luft gelegen hatten, wurde die Dielectritätsconstante kleiner und bei gleichem Feuchtigkeitsgehalt der Luft auch der Gang der Influenz ein langsamerer.

Ich theile nur einige der beobachteten Reihen mit, etwa diejenigen, welche die am weitest auseinander gehenden Werthe geliefert haben. An den dünnsten Ebonitplatten I und II hatte ich früher den Gang der Influenz nicht verfolgen können.

Tabelle VIII.

Ebonitplatte I, 1,12 mm dick.

Zeit		$1 - a$		$1 - a$	$1 - a$	$1 - a$
		beob.	ber.	$1 - a_0$	$1 - a$	$1 - a_0$
0'	0''	0,4600	0,4600	1	0,5052	1
—	20	0,4171	0,4242	0,9065	—	—
—	40	0,4047	0,4057	0,8798	—	—
1	—	0,3942	0,3942	0,8570	0,4496	0,8900
—	20	0,3847	0,3855	0,8363	—	—
—	40	0,3791	0,3782	0,8241	—	—
2	—	0,3733	0,3719	0,8115	0,4389	0,8686
3	—	0,3543	0,3564	0,7702	0,4324	0,8559
4	—	0,3440	0,3442	0,7478	0,4280	0,8472
5	—	0,3346	0,3344	0,7274	0,4245	0,8403
6	—	0,3, 61	0,3260	0,7089	0,4190	0,8294
8	—	0,3100	0,3123	0,6739	0,4100	0,8116
10	—	0,2978	0,3008	0,6474	0,4039	0,7995
12	—	0,2891	0,2906	0,6285	0,3998	0,7914
16	—	0,2731	0,2721	0,5937	0,3881	0,7682
20	—	0,2557	0,2553	0,5559	0,3837	0,7595
24	—	—	—	—	0,3811	0,7554

Vor 10 Jahren hatte ich für dieselbe Platte I mit dem Sinuselectrometer als Werth der Potentialfunction nach der ersten Minute $1 - a = 0,3937$ und bei constanter Ladung nach 10" $1 - a = 0,3865$ erhalten, man sieht, die in der ersten Reihe enthaltenen Werthe entsprechen den früheren, die in der zweiten Reihe erhaltenen sind erheblich grösser. Die erste Beobachtungsreihe lässt sich, wenn nach der früher von mir angewandten Bezeichnung ϵ den Grenzwert an-

gibt, welchem a mit wachsender Zeit sich anzunähern scheint, sehr gut darstellen durch die Gleichung:

$$\varepsilon - a = 0,3113 \cdot 1,019^{-t} + 0,0669 \cdot 1,481^{-t} + 0,0402 \cdot 21,16^{-t},$$

worin $\varepsilon = 0,9854$.

Etwa von der dritten Minute an würde man, wie ich das früher gethan habe, die beobachteten Werthe hinreichend durch eine geometrische Reihe darstellen können; erst die Beobachtung zur Zeit Null und in den ersten Secunden lässt den Gang der Influenz richtig erkennen.

Die rasche Zunahme der Influenz in der ersten Minute tritt deutlich hervor; in der zweiten Reihe, in welcher die spätere Zunahme eine erheblich langsamere ist, zeigt sich der Abfall in der ersten Minute doch fast gleich dem in der ersten Reihe.

Für die Dielectricitätsconstante der Ebonitplatte ergeben diese Beobachtungen 2,174, resp. 1,980, im Mittel 2,077; andere Beobachtungen lieferten für $1 - a_0$ die Werthe 0,4778, 0,4776, 0,5134; als Mittel aller Beobachtungen ergibt sich für die Dielectricitätsconstante der Werth 2,055.

Tabelle IX.

Ebonitplatte II, 2,24 mm dick.

Zeit	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$		$1 - a$		$\frac{1 - a}{1 - a_0}$		$1 - a$		$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	
		beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
0' 0"	0,3653	1		0,3849	0,3849	1		0,4089	1		
— 20	0,3395	0,9293		0,3522	0,3569	0,9150		0,3807	0,9373		
— 40	0,3215	0,8801		0,3448	0,3429	0,8958		0,3771	0,9222		
1 —	0,3163	0,8659		0,3334	0,3343	0,8664		0,3718	0,9093		
— 20	0,3065	0,8390		0,3331	0,3282	0,8599		—	—		
— 40	0,2994	0,8196		0,3275	0,3235	0,8508		—	—		
2 —	0,2915	0,7980		0,3245	0,3195	0,8431		0,3653	0,8934		
3 —	0,2768	0,7577		0,3116	0,3111	0,8095		0,3598	0,8799		
4 —	0,2624	0,7232		0,3067	0,3053	0,7968		—	—		
5 —	0,2513	0,6877		0,3011	0,3003	0,7822		—	—		
6 —	0,2400	0,6570		0,2995	0,2970	0,7781		—	—		
8 —	0,2158	0,5907		0,2880	0,2907	0,7482		0,3495	0,8547		
12 —	0,1865	0,5105		0,2793	0,2789	0,7256		0,3380	0,8266		
16 —	0,1626	0,4451		0,2682	0,2678	0,6968		0,3326	0,8124		
20 —	0,1415	0,3880		0,2583	0,2573	0,6710		0,3278	0,8017		
24 —	0,1294	0,3419		0,2495	0,2472	0,6482		0,3248	0,7943		

Die in der letzten Reihe beobachteten Werthe entsprechen denjenigen, welche ich für die gleiche Platte vor

10 Jahren erhalten habe. Die für die zweite Reihe als berechnet angegebenen Werthe sind nach der Gleichung erhalten, wenn $\varepsilon = 0,9854$ gesetzt wird:

$$\varepsilon - a = 0,2738 \cdot 1,012^{-t} + 0,0424 \cdot 2^{-t} + 0,0271 \cdot 27^{-t}.$$

Als grössten Werth für $1 - a_0$ erhielt ich 0,4119 oder als Dielectricitätsconstante 2,428, der grösste Werth für die Dielectricitätsconstante wurde 2,77, im Mittel ergab sich 2,648, also, was sich auch schon vor 10 Jahren ergeben hatte, ein erheblich grösserer Werth als für Platte I.

Von zwei weiteren Ebonitplatten III, welche eine Dicke von 3,53 mm hatten, und IV, welche 8,36 mm dick war, theile ich von vielen nur je eine Reihe mit, da ich auf diese Platten im nächsten Paragraphen noch zurückkomme.

Tabelle X.

		Ebonitplatte III.		Ebonitplatte IV.	
Zeit		$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$	$1 - a$	$\frac{1 - a}{1 - a_0}$
0	0'	0,3973	1	0,3794	1
—	20	0,3681	0,9265	—	—
—	40	0,3635	0,9151	—	—
1	—	0,3613	0,9093	0,3091	0,8147
—	20	0,3578	0,9008	—	—
—	40	0,3543	0,8920	0,2890	0,7617
2	—	0,3531	0,8890	0,2876	0,7578
3	—	0,3471	0,8738	0,2780	0,7372
4	—	0,3418	0,8605	0,2729	0,7193
8	—	0,3244	0,8167	0,2564	0,6758
12	—	0,3131	0,7882	0,2520	0,6642
16	—	0,3068	0,7724	0,2460	0,6484
20	—	0,2967	0,7470	0,2425	0,6393
24	—	0,2890	0,7276	0,2391	0,6302

Ich bemerke nur, dass auch hier bei Platte III Reihen vorkommen, bei denen in 24' die Potentialfunction erheblich mehr, in einem Falle sogar bis auf 0,2000 abnahm, in diesem Falle sank auch die Potentialfunction in der ersten Minute auf 0,82. Für $1 - a_0$ erhielt ich in dem Falle den Werth 0,3876. Als grösster Werth ergab sich bei Platte III bei diesen Versuchen $1 - a_0 = 0,4122$, als Mittel erhielt ich etwa 0,4 entsprechend den Dielectricitätsconstanten 2,5. Für Ebonit IV entspricht die oben gegebene Zahl 0,3794 etwa auch dem Mittel.

Bei allen Ebonitplatten zeigte sich somit, dass, wenn

auch nicht in so hohem Maasse als bei den Gläsern, doch der Abfall der Potentialfunction in der ersten Zeit sehr viel rascher erfolgt als später.

Einen erheblich rascheren Abfall der Potentialfunction in der ersten Minute zeigte eine der früher von mir untersuchten Schellackplatten, welche eine Dicke von 7,7 mm hatte, der Rückgang des Electrometers war stets ein so schneller, dass die Nadel in Schwingungen gerieth und erst nach einer Minute stetig zurückging. Folgende Tabelle gibt eine der mit Schellack erhaltenen fast genau übereinstimmenden Reihen.

Tabelle XI. Schellack.

Zeit	0'	1'	2'	3'	4'	8'	12'
$1 - a$	0,4007	0,3192	0,3060	0,2949	0,2901	0,2750	0,2650
$(1 - a)/(1 - a_0)$	1	0,7966	0,7637	0,7360	0,7240	0,6863	0,6610

Einige Capacitätsmessungen bei constanter Ladung gaben in den ersten 5 Secunden schon eine Abnahme der Potentialfunction auf 0,85, in 10 Secunden auf 0,83, sodass in der ersten Zeit die Abnahme der Potentialfunction viel schneller erfolgt, als bei Ebonit, obwohl die weitere Abnahme eine langsamere ist.

Auch Paraffin zeigte in geringem Grade diese anfänglich raschere Abnahme der Potentialfunction, ich erhielt mit einer ebenfalls früher von mir untersuchten Paraffinplatte unter anderen folgende Reihen:

Zeit	0''	20''	40''	1' -	2' -	3' -	4' -
$1 - a$	0,5086	0,4847	0,4505	0,4420	0,4256	0,4110	0,3956
$(1 - a)/(1 - a_0)$	1	0,9531	0,8858	0,8690	0,8368	0,8082	0,7778

Die Platte war die bei meiner früheren Untersuchung als Nr. III bezeichnete von 6,71 mm Dicke; die Zunahme der Influenz nach 40'' entspricht einer geometrischen Reihe, wie ich es früher von der ersten Minute ab gefunden hatte; die Zunahme der Influenz ist eine etwas raschere, wie sie damals der schnellsten Zunahme an dieser Platte entsprach, indess noch erheblich langsamer, wie ich sie bei der damals mit IVA bezeichneten Platte fand.

Eine Schwefelplatte von 6,94 mm Dicke und brauner Farbe, zu deren Herstellung der Schwefel bis etwa 350° er-

hitzt war, denn der Schwefel war über die Dickflüssigkeit hinaus erhitzt, bis derselbe wieder dünnflüssig war, zeigte bei 2 Beobachtungsreihen folgenden Gang der Influenz:

I			II		III	
Zeit	$1 - a$	$1 - a$ $1 - a_0$	$1 - a$	$1 - a$ $1 - a_0$	$1 - a$ $1 - a_0$	
— 0''	0,3970	1	0,3784	1	1	
— 20	—	—	0,3325	0,8814	0,8800	
— 40	0,3592	0,9048	0,3215	0,8496	0,8496	
1 0	0,3471	0,8743	0,3092	0,8171	0,8166	
— 20	0,3399	0,8564	0,3024	0,7992	—	
— 40	0,3329	0,8385	0,2962	0,7828	—	
2 —	0,3261	0,8214	0,2921	0,7719	0,7670	
3 —	0,3131	0,7886	0,2882	0,7405	0,7279	
4 —	0,3029	0,7631	0,2705	0,7149	0,6980	
5 —	0,2933	0,7388	0,2653	0,7011	—	
6 —	0,2852	0,7184	0,2577	0,6810	0,6711	
8 —	0,2733	0,6884	0,2465	0,6514	0,6524	
10 —	0,2620	0,6600	0,2330	0,6158	—	
12 —	0,2540	0,6398	0,2258	0,5967	0,5834	
16 —	0,2345	0,5907	0,2191	0,5790	—	
20 —	0,2254	0,5677	0,2131	0,5632	—	

Die unter III angegebene Reihe ist meiner Abhandlung aus dem Jahre 1877 entnommen¹⁾ und so berechnet, dass entsprechend der Reihe II der für 20" damals beobachtete Werth gleich 0,88 gesetzt wurde. Man sieht, dass die Reihen II und III sich dann vollständig entsprechen. Die beiden Reihen I und II lassen sich sehr vollkommen darstellen durch die Gleichungen:

$$I \quad 1-a = 0,3031 \cdot 1,0153^{-t} + 0,0712 \cdot 1,432^{-t} + 0,0227 \cdot 31,62^{-t},$$

$$II \quad 1-a = 0,2462 \cdot 1,007^{-t} + 0,0800 \cdot 1,259^{-t} + 0,0522 \cdot 40,17^{-t}.$$

Die Schwefelplatte, welche mir vor 11 Jahren die Reihe III geliefert hatte, war ebenso wie die Ebonitplatten zwischen Glasplatten verpackt aufbewahrt gewesen; sie war durch einen fast genau durch die Mitte gehenden Sprung in 2 Theile zerfallen, die sich indess so zusammenlegen liessen, dass der Sprung kaum sichtbar war. Die Platte zeigte jetzt, wie die Ebonitplatten, eine erheblich schnellere Zunahme der Influenz als früher und als die neue Schwefelplatte; es änderte sich der Gang auch nicht wesentlich, als die Platte 14 Tage über

1) Wüllner, Wied. Ann. 1. p. 371. 1877.

wasserfreier Phosphorsäure gelegen hatte. Trotzdem ergab sich die Influenz zur Zeit Null, also die Dielectricitätsconstante nicht unerheblich kleiner. Interessant war es dabei, dass während die Schnelligkeit der Zunahme der Influenz allmählich etwas abnahm, die Dielectricitätsconstante etwas zunahm. Die erste Beobachtung, als die Platte aus ihrer Verpackung genommen war, lieferte $1 - a_0 = 0,4741$ und nach 10 Minuten $1 - a = 0,0677$. Am folgenden Tage war $1 - a_0 = 0,4652$ und nach 20 Minuten $1 - a = 0,0811$. Nachdem die Platte 10 Tage über wasserfreier Phosphorsäure gelegen hatte, war $1 - a_0 = 0,4199$ und nach 20' $1 - a = 0,0955$. Würde man aus der vor 11 Jahren beobachteten Reihe III den Werth $1 - a_0$ aus der vorhin schon gemachten Annahme berechnen, dass für 20" der Werth $1 - a = 0,88 (1 - a_0)$ wäre, so ergäbe sich $1 - a_0 = 0,4824$.

Ich habe schliesslich auch eine Platte Glimmer untersucht, welche mir mein College, Hr. Arzruni, zur Disposition stellte; dieselbe von grüner Farbe hatte eine Dicke von fast genau 1 mm. Ihre Umgrenzung war etwas unregelmässig, sodass sie an einer Stelle die Condensatorplatte meines Apparates nicht ganz bis zum Rande bedeckte. Auch hier zeigte sich in den ersten 20 Secunden eine äusserst schnelle Zunahme der Influenz; es fand sich $1 - a_0 = 0,3905$ und nach 20" der Werth $1 - a = 0,2631$, sodass derselbe $0,6738 (1 - a_0)$ war; derselbe nahm dann nur wenig mehr ab und war nach 2 Minuten $0,2508 = 0,6423 (1 - a_0)$.

Die Beobachtungen ergeben somit für sämtliche untersuchte Isolatoren denselben charakteristischen Gang der Influenz; in den ersten Secunden nimmt die Influenz sehr rasch zu, die Zunahme wird schon in der zweiten Minute eine ganz erheblich langsamere, um nach einigen Minuten durch eine geometrische Reihe mit einem wenig von eins verschiedenen Coëfficienten sich darstellen zu lassen. Wie ich schon früher bemerkt habe, wird sich indess bei länger fortgesetzter Beobachtung ergeben, dass die durch den Werth von a gemessene Influenz sich nicht dem Werthe eins, sondern einem kleineren Werthe ϵ nähert, dass man also, wie es vorhin beim Ebonit geschehen ist, anstatt für $1 - a$ eine Glei-

chung für $\epsilon - a$ aufstellen muss. Ich habe es unterlassen, die Gleichungen in der Weise aufzustellen, da es sich hier wesentlich darum handelt, den Gang der Influenz in der ersten Zeit genauer zu erkennen.

Aus den Beobachtungen für die erste Zeit nach Herstellung des electrischen Zustandes an den Grenzflächen der untersuchten Dielectrica ergibt sich somit, dass in allen diesen verschiedene Leitungsfähigkeiten oder verschiedene dielectrische Nachwirkungen vorhanden sind, dass somit die Dielectrica in electrischer Beziehung sehr complicirte Medien sind.

Bekanntlich gelangte Maxwell in seinen Entwicklungen zu dem Resultate, dass verschiedene Leitungsfähigkeiten im Dielectricum Bedingung der Rückstandsbildung sei, er sagt im Artikel 330 seiner Electricitätslehre: „Man kann also überhaupt schliessen, dass im allgemeinen electrische Absorption und electrisches Residuum überall da auftreten wird, wo man es mit dielectrischen Medien zu thun hat, die aus selbst mikroskopisch kleinen Theilchen verschiedener Substanzen zusammengesetzt sind, wenn auch diese Substanzen für sich jene Erscheinung nicht zeigen.“

9.

Die hier beschriebenen Versuche zeigen wieder wie meine früheren und diejenigen anderer, dass die Werthe $1 - a_0$, beziehungsweise deren reciproke, die Dielectricitätsconstanten bei einem und demselben Dielectricum zu verschiedenen Zeiten nicht unerheblich verschieden ausfallen und ebenso, dass der Gang der Influenz zu verschiedenen Zeiten ein erheblich verschiedener sein kann. Was zunächst den letzteren Umstand betrifft, so ist es wohl nicht zweifelhaft, dass derselbe der verschiedenen Oberflächenleitung zuzuschreiben ist, besonders da diese Verschiedenheit deutlicher erst in den späteren Zeiten auftritt, nachdem die Zunahme der Influenz eine langsamere geworden ist. In der That lässt sich durch eine Aenderung der oberflächlichen Beschaffenheit dieser Gang der Influenz erheblich ändern; nachfolgende Beobach-

tungen zeigen, dass ein einfaches Abwaschen der Oberfläche zur Aenderung dieses Ganges ausreicht.

Ich hatte die kalten Tage des Monat März dieses Jahres benutzt, um die Ebonitplatte III längere Zeit auf eine unter 0° liegende Temperatur abzukühlen. Da indess das Laboratorium nicht kalt genug war, bedeckte sich die Platte, als sie auf die Condensatorplatte meines Apparates gebracht wurde, mit einer dichten Feuchtigkeitsschicht. Ich erhielt als Werth $1 - a_0 = 0,3006$. In den ersten $20''$ war darauf die Influenz schon derartig gewachsen, dass $a = 1$ wurde. Die Electrometernadel ging sofort in die dem Werthe $a = 1$ entsprechende Gleichgewichtslage zurück, beziehungsweise darüber hinaus und vollführte um dieselben einige Schwingungen.

Die Platte wurde längere Zeit im Laboratorium liegen gelassen, sie behielt diese Eigenschaft bei, als sie durchaus trocken geworden war und die Temperatur des Laboratoriums angenommen hatte; sie wurde 7 Tage, nachdem sie der kalten Luft ausgesetzt gewesen war, wieder untersucht. Für $1 - a_0$ ergab sich der Werth 0,325, auch jetzt ging die Lemniscate des Electrometers sofort, nachdem die Wippe umgelegt war, bei dem ersten Zurückgehen über die neue Gleichgewichtslage hinaus, in der sie nach 3 Schwingungen stehen blieb, resp. um welche sie noch mit ganz kleiner Amplitude sich bewegte. Der mittleren Lage der Electrometernadel entsprach fast genau der Werth $a = 1$.

Die Oberfläche der Ebonitplatte hatte durch die niedrige Temperatur ein einigermaßen verändertes Aussehen erhalten; besonders fiel eine Anzahl glänzender Punkte auf, welche wie eine kleine Krystallausscheidung aussahen. Ich versuchte deshalb, durch Waschen die Oberfläche wieder in den früheren Zustand zu setzen; die Platte wurde eine Zeit lang in destillirtem Wasser abgespült und darauf 4 Tage zum Trocknen aufgestellt. Bei der darauf durchgeführten Beobachtungsreihe ergaben sich in der That wieder für gleiche Zeiten dieselben Werthe der Influenz, wie sie auch früher an derselben Platte gefunden waren, wie folgende Zahlen zeigen:

Zeit	0"	40"	1' —"	2' —"	4' —"	6' —"	8' —"	12' —"
$1 - a$	0,3805	0,3408	0,3305	0,3151	0,2886	0,2689	0,2599	0,2379
$(1 - a)/(1 - a_0)$	1	0,8957	0,8686	0,8287	0,7585	0,7068	0,6831	0,6252

Ganz entsprechende Reihen hatte ich auch früher erhalten. Das Abwaschen der Platte hatte derselben somit ganz die gleiche oberflächliche Leitung, die sie früher hatte, wieder ertheilt.

Betreffs der Verschiedenheit der an demselben Dielectricum gefundenen Werthe der Dielectricitätsconstanten hat Hr. Gordon in seinen physical treatise of electricity, bei Besprechung meiner Messungen aus dem Jahre 1876, die Vermuthung ausgesprochen, dass dieselben ihren Grund darin haben könnten, dass man bei den Messungen die Influenz verschieden habe dauern lassen. Indess ist diese Vermuthung auch nach den hier vorliegenden Messungen wohl nicht zutreffend. Nur wenn man die Influenz eine grössere Zahl von Secunden dauern liesse, würde der Einfluss von Bedeutung sein, selbst bei den Spiegelgläsern, bei denen die Influenz anfangs weitaus am schnellsten zunimmt, würde die Dauer der Influenz von 1 oder 2 Secunden die Dielectricitätsconstante nur im Verhältniss von 1:0,96 oder 1:0,93 vergrössern.

Die kleinen Verschiedenheiten in den Werthen $1 - a_0$, welche eine und dieselbe Platte zu verschiedenen Zeiten zeigt, werden ohne Zweifel dem verschiedenen Oberflächenzustande und dem dadurch verschiedenen Grade der Oberflächenleitung, ausserdem kleinen Temperaturdifferenzen der Platten zuzuschreiben sein. Hr. v. Bezold hat schon bei seinen Untersuchungen über die Rückstandsbildung darauf hingewiesen, dass dieselbe bei höherer Temperatur rascher erfolgt. Ich habe den Einfluss der Temperatur ebenfalls leicht bei der Spiegelglasplatte von 7,52 mm Dicke (Tab. V) beobachten können.

Zur Erwärmung der Platte wurde dieselbe in ein mit einem Wassermantel versehenes Luftbad gebracht und in demselben Stunden lang auf einer constanten Temperatur erhalten. Die erwärmte Platte wurde sofort zwischen die Platten des Condensators gebracht und zunächst auf ihren

electrischen Zustand untersucht. Dabei zeigte sich die grosse Schwierigkeit, dass sehr oft die Platte electrisch war, und dass das gewöhnliche Mittel, Durchziehen der Platte durch die Flamme, dieselbe nicht von der Electricität befreite. In einigen Fällen zeigte sich die Platte indess unelectrisch oder doch nur schwach electrisch. Dann wurde sofort in der früheren Weise verfahren, die Capacität der Platte nach momentaner oder einige Secunden dauernder Influenz gemessen. So ergab sich am 31. December 1886 für eine 5" dauernde Influenz vor dem Erwärmen $1 - a = 0,1340$; nachdem das Glas 2 Stunden auf 50° erwärmt gehalten, erhielt ich für dieselbe Dauer der Influenz $1 - a = 0,0888$, wobei allerdings die Platte vor dem Versuche sich in geringerem Grade electrisch gezeigt hatte. Aehnliche Werthe erhielt ich am 3. Januar 1887.

Die erheblichen Unterschiede, welche verschiedene Platten desselben Materials in den Werthen $1 - a_0$ geben, wie die verschiedenen Stücke der Spiegelglasplatte (Tab. VII) oder die Ebonitplatte I gegenüber den übrigen, lassen sich auf diese Einflüsse nicht zurückführen. Man muss eine Verschiedenheit des Materials annehmen. Dass indess diese Verschiedenheit nicht etwa eine verschiedene Zusammensetzung des Materials zu sein braucht, zeigt eine grosse Zahl von Beobachtungen, welche ich an den Ebonitplatten III und IV gemacht habe. Bei einer Erwärmung der Platte III während 2 Stunden auf 50° , wobei sorgfältig darauf geachtet wurde, dass die Temperatur nicht über 50° stieg, ergab die sofort vorgenommene Messung eine erhebliche Vergrösserung von $1 - a_0$; während sonst der Werth annähernd 0,40 gewesen war, fand sich jetzt 0,55. Erst als die Platte 7 Stunden erwärmt war, nahm $1 - a_0$ ab, und zwar auf 0,32; es zeigte sich also erst nach längerer Erwärmung, wie bei dem Glase, die Zunahme der Dielectricitätsconstanten. Als die Platte darauf wieder längere Zeit an der Luft gelegen hatte und im Laufe des Januars an verschiedenen Tagen untersucht wurde, ergaben sich für $1 - a_0$ stets Werthe, welche über 0,5 lagen, also Werthe, welche noch etwas grösser waren, als die für Platte I gefundenen. Die Zunahme der Influenz

mit wachsender Zeit war ganz entsprechend der früher gefundenen. Die Platte war somit in ihrem Verhalten durch das Erwärmen dauernd geändert insoweit, dass die Dielectricitätsconstante fast der bei der Ebonitplatte I erhaltenen gleich war. Aehnliches zeigte die Ebonitplatte IV. Die Ebonitplatte III zeigte diese Aenderung bis nach der vorhin erwähnten Abkühlung und der nach derselben vorgenommenen Waschung der Platte. Die hiernach gefundenen Zahlen sind die in der letzten Tabelle mitgetheilten.

Ich bin damit beschäftigt, die Frage experimentell zu verfolgen, welches der Grund der Verschiedenheit der bei scheinbar gleichem Material gefundenen Werthe der Dielectricitätsconstanten ist, und begnüge mich deshalb mit diesen kurzen Angaben. Nur möge die Bemerkung noch Platz finden, dass es mir zweifelhaft scheint, ob die bisher vorliegenden Zahlen für die Dielectricitätsconstanten die Werthe dieser Grössen im Sinne der Faraday-Maxwell'schen Theorie sind.

Aachen, im Juni 1887.

III. Zur Contacttheorie; von Franz Exner.

(Aus dem 95. Bde. der Sitzungsber. der k. Acad. der Wiss. zu Wien vom 31. März 1887, mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

In einer vor mehreren Jahren erschienenen Abhandlung¹⁾: „Ueber einige auf einer Contacttheorie bezügliche Experimente“, habe ich zuerst darauf aufmerksam gemacht, dass einige Consequenzen dieser Theorie mit der Erfahrung nicht in Einklang zu bringen sind; es fordert nämlich die Contacttheorie, dass ein jedes zur Erde abgeleitete Metall sich auf einem bestimmten, ihm eigenthümlichen Potentiale befindet, das ich das natürliche genannt habe. Bezeichnen wir das Potential der Erdleitung mit E , so wird ein Stück Zink im abgeleiteten Zustande das Potential $E|Zn$, ein Stück

1) Exner, Wien. Ber. 86. p. 551. 1882.

Kupfer das Potential $E|Cu$ u. s. f. haben. Bilden wir daher aus Zn und Cu einen Condensator, so wird zwischen den Platten auch ohne Verbindung derselben eine Induction entsprechend der Potentialdifferenz $Zn|Cu$ eintreten, wie ich seiner Zeit auch experimentell gezeigt habe.

Es folgt somit, dass ein jedes Metall sich auf seinem eigenthümlichen Potential befindet, und dass dessen Werth durch keine wie immer geartete Contactwirkung mit anderen Metallen alterirt werden kann, weshalb auch ein Nachweis der Existenz dieser Potentiale am Electrometer selbstverständlich unmöglich ist.

Es folgt aber auch weiter daraus, dass ein jedes Metall, wenn es abgeleitet oder isolirt ist, eine bestimmte, seinem Potentiale entsprechende Ladung besitzen muss, und diese Ladung müsste sich electrometrisch nachweisen lassen, wenn sie wirklich existirte. Denn ist V das Potential, C die Capacität des Metalles — somit die Ladung $V.C$ —, und ändern wir den Werth von C , nachdem wir das Metall isolirt haben, so muss auch V eine entsprechende Aenderung erleiden, und diese könnte am Electrometer nachgewiesen werden. Wird die neue Capacität mit C_1 bezeichnet, so ergibt sich die zu beobachtende Potentialänderung dV des Metalles:

$$dV = V \frac{C - C_1}{C_1}.$$

Die eingangs erwähnten Versuche (vom Jahre 1882) haben für Stanniol und für Kupfer diese Aenderung des Potentials gleich Null ergeben, woraus folgt, dass sowohl Stanniol als Kupfer in Verbindung mit der Erde das Potential Null haben. Deshalb hielt ich und halte noch diese Versuche für einen directen Beweis gegen die Richtigkeit der Contacttheorie.

Die Versuche, die im Folgenden beschrieben werden, hatten den Zweck, den vorstehenden Gedanken in eine möglichst einfache experimentelle Form zu bringen: denn bei der fundamentalen Bedeutung der in Rede stehenden Kraft für die ganze Electricitätslehre wäre eine Wiederholung der Versuche von verschiedenen Seiten höchst wünschenswerth. Es sind zwar in jüngster Zeit derartige Messungen von Hrn.

Uljanin¹⁾ im physikalischen Institut zu Strassburg ausgeführt worden, aber gerade mit Rücksicht auf diese scheinen mir die nachfolgenden Versuche bemerkenswerth, denn sie zeigen deutlich, welchen Fehlerquellen Hr. Uljanin seine Resultate verdankt, und werden so vielleicht dazu beitragen, bei künftigen Wiederholungen derartige Fehlerquellen zu vermeiden. Auf Hrn. Uljanin's Beobachtungen zurückzukommen, wird zum Schlusse noch Gelegenheit sein.

Versuche. Das Princip der Messungen war das folgende: Mit dem Messquadranten des Electrometers, dessen Capacität C_1 sei, ist ein Metallkörper von der Capacität C_2 in dauernder metallischer Verbindung; das ganze System kann gut isolirt und an einem Punkte des Verbindungsdrahtes von Electrometer und Metallkörper mittelst eines Contactschlüssels zur Erde abgeleitet werden. Diese Verbindung ist für gewöhnlich hergestellt. In diesem Zustande hat das Electrometer das Potential V_1 und der Körper V_2 ; V_1 und V_2 sind die natürlichen Potentiale der Metalle, aus denen die betreffenden Theile bestehen, das Electrometer hat daher seine Ruhelage. Die respectiven Ladungen von Electrometer und Körper sind $M_1 = V_1 C_1$ und $M_2 = V_2 C_2$. Unterbricht man nun die Erdleitung, so bleibt alles in Ruhe; bringt man aber nach dieser Unterbrechung die Capacität des Körpers durch Deformation auf das n -fache, so muss nach der Contacttheorie das Gleichgewicht gestört werden, und zwar in einer Weise, die sich leicht angeben lässt. Infolge der Capacitätsänderung des Körpers hat sich sein ursprüngliches Potential V_2 geändert, und damit ist auch die Differenz $V_1 - V_2$ nicht mehr auf dem anfänglichen Werthe; da diese Differenz aber constant bleiben soll, so muss eine Electricitätsbewegung eintreten, der zufolge die Menge $+m$ in das Electrometer, $-m$ in den Körper strömt, und zwar so lange, bis die ursprüngliche Potentialdifferenz wieder hergestellt ist. Seien jetzt die respectiven Potentiale φ_1 und φ_2 , so hat man $\varphi_1 - \varphi_2 = V_1 - V_2$. Die Gesammtladung des Systems bleibt natürlich durch diesen Process ungeändert. Man hat somit:

1) Uljanin, Wied. Ann. 30. p. 699. 1887.

$$q_1 = \frac{M_1 + m}{C_1}, \quad q_2 = \frac{M_2 - m}{n \cdot C_2}, \quad V_1 = \frac{M_1}{C_1}, \quad V_2 = \frac{M_2}{C_2},$$

woraus sich die Potentialänderung dV_1 des Electrometers ohne weiteres ergibt:

$$dV_1 = V_2 C_2 \frac{1 - n}{n C_2 + C_1}.$$

Diese Potentialänderung wird, wie man sieht, nur dann gleich Null, wenn C_1 die Capacität des Electrometers gegen die des Körpers unendlich gross, oder wenn $n = 1$ wird, d. h. wenn die Capacität des Körpers ungeändert bleibt, oder endlich, wenn C_2 oder V_2 Capacität oder natürliches Potential des Körpers der Null gleich sind. Die Grössen C_1, C_2, n sind leicht zu ermitteln, man hat durch Beobachtung von dV_1 somit Gelegenheit, den wahren Werth von V_2 nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ zu bestimmen.

Werden die Grössen V_2 auf diese Weise für verschiedene Metalle bestimmt, so erhält man dadurch ihre wahren Potentialdifferenzen, und zwar ganz unabhängig von der Natur der Erdleitung; diese wahren Potentialdifferenzen kann man dann mit jenen vergleichen, die aus dem Volta'schen Fundamentalversuche gemäss der Contacttheorie abgeleitet werden. Man wird dabei finden, dass die Contacttheorie zur Erklärung dieses Versuches nicht ausreichend ist.

Ausführung der Versuche. Das Electrometer wurde bei verschiedener Capacität und damit auch bei verschiedener Empfindlichkeit gebraucht; letztere variirte von circa 60—130 Theilstriche für 1 Daniell. Die Zuleitungsdrähte, sowie der Schlüssel und die Versuchskörper befanden sich sämmtlich in metallischen, abgeleiteten Gehäusen, eine Vorsicht, die bei derartigen Versuchen unerlässlich ist. Was die Versuchskörper anlangt, so bestanden dieselben aus Kreisplatten von 25 cm Durchmesser, je zwei aus dem gleichen Material. Die untere von einem derartigen Plattenpaare ruhte horizontal auf drei isolirenden Füßen und war dauernd mit dem Electrometer verbunden; auf ihr lag direct die zweite und konnte mittelst eines isolirenden Stieles auf circa 15 cm gehoben werden. Beide Platten sind ausserdem durch einen feinen Draht dauernd mit einander in metallischer Schliessung. Da

die Platten nur sehr geringe Dicke hatten, so wird beim Aufheben der oberen die Capacität des Versuchskörpers ungefähr verdoppelt; es wäre leicht, Anordnungen zu treffen, bei denen die Aenderung der Capacität eine noch bedeutendere ist, ich bin jedoch bei dieser einfachen Art stehen geblieben, da dieselbe sich als genügend erwies. Wünschenswerth wäre nur ein noch grösserer Durchmesser der einzelnen Platten, was eine beträchtlich vermehrte Genauigkeit der Versuche zur Folge haben würde. Das Material, aus welchem die Plattenpaare bestanden, war Graphit, Kupfer und Stanniol, also Substanzen, die in der Spannungsreihe fast um 1 Daniell auseinander stehen.

Der Gang der Versuche war der folgende: Die beiden Platten (aus demselben Materiale) eines Paares lagen aufeinander, die Erdleitung wurde unterbrochen, dadurch änderte sich der Stand des Electrometers natürlich nicht; nun wurde die obere Platte gehoben, somit die Capacität des Körpers vermehrt, und das Electrometer hätte einen der Grösse dV_1 entsprechenden Ausschlag anzeigen müssen, wenn nicht $V_2=0$ ist. Es wurde dann auch in umgekehrter Richtung beobachtet, nämlich bei geöffneten Platten die Erdleitung unterbrochen und die Platten aufeinander gesenkt, wobei gleichfalls ein bestimmter Ausschlag hätte eintreten müssen.

Resultate der Versuche. Von derartigen Ausschlägen war bei Ausführung der Versuche absolut nichts zu bemerken; bei allen 3 Substanzen konnte bei vorsichtigem Oeffnen oder Schliessen der Platten eine Bewegung des Electrometers nicht wahrgenommen werden, obwohl eine solche von 0,1, sicher aber von 0,5 Scalentheilen hätte beobachtet werden müssen. Bei Graphit und Stanniol verursachte auch eine Reibung der Platten aneinander keine Störung, bei Kupfer wurde dadurch mitunter ein Ausschlag von 2—3 Scalentheilen erzeugt, der in seiner Richtung jedoch ganz variabel war. Doch konnte, wie bemerkt, auch bei Kupfer beim Oeffnen der Platten ohne Reibung durchaus keine Electricitätsbewegung wahrgenommen werden.

Es wurde bei der Wahl der Versuchsbedingungen selbstverständlich darauf Rücksicht genommen, dass der nach der

Contacttheorie zu erwartende Effect hätte sichtbar werden müssen. Die Grössen der Gleichung:

$$dV_1 = V_2 C_2 \frac{1-n}{nC_2 + C_1}$$

hatten bei einer bestimmten Adjustirung des Electrometers folgende Werthe: C_1 (Capacität des Electrometers) wurde gleich 1 gesetzt; C_2 war 0,35; n (der Factor der Capacitätsänderung beim Oeffnen der Platten) sollte gleich 2 sein, wurde aber wegen der Verbindungsdrähte etc. experimentell = 1,8 gefunden. Der einem Daniell entsprechende Ausschlag des Electrometers war $D = 61,0$. Daraus lässt sich der einem bestimmten Potentiale V_2 der Platten entsprechende Ausschlag des Electrometers finden; man erhält für $V_2 = D$, beim Oeffnen der Platten $dV_1 = -10,6$, beim Schliessen $dV_1 = +12,8$. So gross hätten also die Differenzen in den Ausschlägen bei verschiedenen Plattenpaaren sein müssen, wenn deren Potentialdifferenzen wirklich, wie es die Contacttheorie annimmt, von der Grössenordnung eines Daniells wären.

Man kann den zu erwartenden Effect leicht künstlich dadurch herstellen, dass man in den Verbindungsdraht von Electrometer und Platten — zwischen der Erdleitung und letzteren — eine electromotorische Kraft, z. B. ein isolirtes Daniell'sches Element, einschaltet. Es ist dann, so lange die Erdleitung geschlossen ist, das Electrometer in Ruhe und bleibt es auch nach Unterbrechung derselben; sobald aber die Platten geöffnet oder die zuerst geöffneten geschlossen werden, zeigt sich mit ausserordentlicher Präcision der erwartete Ausschlag. Derselbe betrug im vorliegenden Falle beim Oeffnen $-10,0$, beim Schliessen $+12,0$ Scalentheile, ganz in Uebereinstimmung mit obiger Berechnung. Das Daniell war dabei so geschaltet, dass sein positiver Pol mit den Platten in Verbindung war.

Es wurde noch bei einer geänderten Capacität und Empfindlichkeit des Electrometers beobachtet, doch konnte auch dabei keine Spur des gesuchten Effectes entdeckt werden; die Constanten waren dabei folgende: $D = 130$, $C_1 = 1$, $C_2 = 0,18$ (bei geschlossenen Platten), $n = 1,8$. Setzt man

hier $V_2 = 130$, so hätten die Ausschläge beim Oeffnen, resp. Schliessen der Platten sein sollen: $-14,4$ und $+15,6$. Beim Einschalten eines Daniells, wie im Vorhergehenden wurden auch thatsächlich die Ausschläge $-14,0$ und $+15,0$ beobachtet.

Aus den vorstehenden Zahlen ergibt sich somit mit Sicherheit, dass die Potentiale der mit der Erde verbundenen Substanzen Graphit, Kupfer und Stanniol sich nicht um mehr als $0,02$, wahrscheinlich nicht um $0,01$ Daniell unterscheiden; jene electromotorischen Kräfte, welche die Contacttheorie zur Erklärung des Volta'schen Fundamentalversuches heranzieht, müssen daher als nicht existirend betrachtet werden.

Um bei etwaigen künftigen Wiederholungen derartiger Versuche vor einer sehr energischen Fehlerquelle zu warnen, theile ich noch einige Resultate mit, die an einem Paar Zinkplatten (aus demselben Stück geschnitten) erhalten wurden. Es ist klar, dass, wenn die beiden Platten eines Paares nicht identisch sind, sodass beim Oeffnen der entsprechende Volta'sche Effect auftritt, dieser sich doch am Electrometer nicht wird bemerkbar machen, da die positiven und negativen Ladungen der beiden Platten sich durch den Verbindungsdraht ausgleichen; das ist ja eben der Zweck dieses Drahtes. Es wurde auch thatsächlich bei Combination einer Graphit- und einer Kupferplatte weder beim Oeffnen, noch beim Schliessen eine Bewegung des Electrometers wahrgenommen.

Anders verhält sich die Sache, wenn man Platten aus Zink oder aus noch leichter oxydirbaren Metallen verwendet. Es ist schon längst bekannt, dass es nicht möglich ist, zwei Zink- oder Messingplatten von so gleichem Potential herzustellen, dass dieselben, zu einem Condensator vereinigt nicht entgegengesetzte Ladungen annehmen würden. Auf diesem Umstande beruht ja unter anderem die Wirkung des allgemein verwendeten Replenishers von Thomson, sowie die von R. Kohlrausch studirte sogenannte Parteilichkeit des Condensators. Was aber vielleicht nicht so allgemein bekannt ist, das ist der Umstand, dass z. B. bei einem Zinkplattencondensator der die beiden Platten verbindende Draht nicht vollständig vor dieser Wirkung schützt.

Dass diese Wirkung durch Electrisirung gut isolirender Oberflächenschichten (Oxyde) hervorgerufen wird, darüber kann kein Zweifel sein; denn es gelingt nicht, dieselben durch metallische Ableitung zu beseitigen. Bei dem in Rede stehenden Versuche rührte dieselbe vermuthlich von der geringen Reibung her, mit welcher das Aufsetzen und Abheben der Platten nothwendig verbunden ist, und es genügt eine einmalige derartige Reibung, um die Platten für lange Zeit unbrauchbar zu machen. Ein vollständiges Amalgamiren der Platten erwies sich als fruchtlos.

War ein derartiges Paar Zinkplatten mit dem Electrometer verbunden, so zeigte letzteres beim Oeffnen der Platten einen an Grösse sehr unregelmässigen Ausschlag (5—20 Scalentheile), über dessen Provenienz jedoch nicht der leiseste Zweifel sein konnte. Wäre derselbe der von der Contacttheorie geforderte gewesen, so hätten natürlich die beiden miteinander verbundenen Platten dasselbe Potential zeigen müssen; der Ausschlag ging aber sofort in die entgegengesetzte Richtung über, wenn die Electrometerleitung an die andere Platte angelegt wurde. Er war daher die Folge einer Induction von Seiten electrisirter Isolatoren auf die Electrometerleitung. Zu bemerken ist noch, dass diese Doppelseitigkeit des Ausschlages immer vorhanden war, wenn ein solcher überhaupt eintrat. Es liess sich auch ermitteln, dass nur die obere, mit der isolirenden Handhabe versehenen Platte dauernd electrirt war, indem die untere Zinkplatte, z. B. mit einer Kupferplatte combinirt, nach Abblendung des Volta'schen Effectes durch den Verbindungsdraht und nach dem Abheben keinerlei Ausschlag am Electrometer erzeugte.

Es folgt daraus, wie ja übrigens schon zur Genüge bekannt ist, dass man Stücke von Messing oder Zink nicht ohne weiteres als Körper gleichen Potentials ansehen darf, sondern dass man auf die oft sehr wechselnden Electrisirungen ihrer Oberflächen Rücksicht nehmen muss. Es sind z. B. scheinbare Potentialdifferenzen bis zu 0,1 Daniell zwischen den Platten eines Messingcondensators nichts Seltenes; nur kann man sie in der Regel vernachlässigen, was jedoch nicht

mehr angeht, wenn der ganze zu beobachtende Effect von derselben Grössenordnung ist.

Es ist dies der Grund, warum ich sowohl bei den vorstehenden als bei den eingangs erwähnten Versuchen vom Jahre 1882 von der Benutzung des Zinks Umgang genommen habe.¹⁾

Ich komme nun zur Besprechung der schon erwähnten Versuche des Hrn. Uljanin, die sich nach dem Vorausgegangenen sehr kurz fassen lässt.

Nachdem Hr. Uljanin meine Versuche vom Jahre 1882 mit Kupfer und Stanniol erwähnt hat, fährt derselbe fort: „Daraus schliesst Hr. Exner, dass ein zur Erde abgeleitetes Metall keine Ladung habe, und somit die Contacttheorie falsch sei. Dies wäre auch der Fall, wenn es sich wirklich so verhielte, wie Hr. Exner angibt. Jedenfalls ist sein Resultat so auffallend, dass ich auf Anrathen des Hrn. Prof. Kundt es unternahm, dieselben Versuche zu wiederholen.“

Nach diesen Worten sollte man glauben, dass Herr Uljanin wenigstens einen der von mir angestellten Versuche wiederholt hat; dem ist jedoch nicht so. Die Versuche, die er im Folgenden mittheilt, sind weder mit Kupfer noch mit Stanniol, sondern ausschliesslich mit Messing

1) Ich will hier einen älteren Versuch erwähnen, der sich auf die Contactkraft zwischen Platin und Wasser (Seifenlösung) bezieht, und den ich bisher nicht publicirt habe, da ich anderweitig die Grösse dieser Kraft (mit Hülfe eines Platin-Wasser-Condensators) bestimmte. Dieselbe hat sich gleich Null ergeben, während man ihr gewöhnlich eine Grösse von 0,5 bis 1,0 Daniell beilegt. (Seither ist diese Grösse von S. Pagliani, Atti d. R. Acc. Torino 21. 1886, gleichfalls mit dem Werthe Null bestimmt worden.)

Der betreffende Versuch war folgender: An die Stelle der Metallplatten der oben stehenden Experimente trat eine isolirte Seifenblase, die durch einen Platindraht mit dem Electrometer verbunden war; während die Erdleitung unterbrochen war, konnte sich die Seifenblase vollständig zusammenziehen, sodass ihre Capacität dabei vom Werthe C_2 auf Null sank. Das Electrometer zeigte keine Spur einer Ablenkung. Die Constanten des Versuches waren die folgenden: $D = 34,0$, $C_1 = 1$, $C_2 = 0,3$, $n = 0$; für eine Potentialdifferenz von der Grösse 1 D hätte somit ein Ausschlag von circa 10 Scalentheilen erfolgen sollen, während thatsächlich nicht der fünfzigste Theil davon zu beobachten war.

oder Zink angestellt, also gerade mit jenen Materialien, die aus den vorher erörterten Gründen unbrauchbar sind, und welche ich eben deshalb schon bei den Versuchen vom Jahre 1882 vermied. Ausserdem hat Hr. Uljanin seinen Versuchen eine solche Anordnung gegeben, dass der Effect der Fehlerquellen dadurch ein möglichst grosser wurde.

Hr. Uljanin beobachtete nämlich mit Messing- und Zinkcondensatoren; letzterer bestand aus zwei concentrischen Cylindern, von denen der äussere 62 cm Höhe und 40 cm Durchmesser besass. Die Distanz der beiden Flächen betrug 2 cm. Von diesem mächtigen Condensator war der innere Theil isolirt und mit dem Electrometer verbunden, der äussere, abgeleitete konnte beliebig gehoben oder über den inneren herabgelassen werden. Es zeigte sich nun ein Ausschlag bis zu 60 Theilstrichen, wenn nach Unterbrechung der Erdleitung des Electrometers der äussere Cylinder abgehoben wurde. Das ist der Versuch des Hrn. Uljanin.

Der beobachtete Ausschlag von 60 Theilstrichen wird von Hrn. Uljanin ohne weiteres als derjenige angesehen, der nach der Contacttheorie hätte eintreten müssen; es scheint aber nicht, dass er sich über die Richtigkeit dieser Voraussetzung irgendwie versicherte. Das schliesse ich aus dem Umstande, dass sich keinerlei Angabe über die Grösse des zu erwartenden Effectes in der Arbeit des Hrn. Uljanin findet, ja nicht einmal eine Andeutung hierüber, ob die Richtung des Ausschlages der Voraussetzung entsprach; leider ist eine derartige Controle auch nicht mehr möglich, da Hr. Uljanin weder eine Angabe über die Empfindlichkeit des Electrometers, noch über die Capacitäten von Cylinder und Electrometer, noch endlich über den Sinn des beobachteten Ausschlages macht.

Die Ursache des Ausschlages, den Hr. Uljanin beobachtet hat, liegt wohl auf der Hand; seine beiden Zinkcylinder hatten eben nicht das gleiche Potential, sie wirkten wie die Flügel eines Replenisher; und da er diesen Fehler, anstatt denselben durch Anbringung eines Verbindungsdrahtes

zu paralysiren, durch Anwendung eines Condensators noch möglichst verstärkte, so wird sein Resultat wohl niemand überraschen, der mit ähnlichen Versuchen vertraut ist.

Hr. Uljanin hat aber gar nicht untersucht, ob der Ausschlag nicht in einer Potentialdifferenz der Cylinder seinen Grund hatte¹⁾; hätte er den äusseren Cylinder vor dem Abheben isolirt und ihn nach dem Abheben am Electrometer geprüft, so würde er ihn stets entgegengesetzt electricisch gefunden haben wie den inneren. Wäre der Ausschlag aber eine Folge der Contactwirkung gewesen, so hätte der äussere Cylinder unelectrisch bleiben müssen. Die letztere Probe zum mindesten hätte Hr. Uljanin machen müssen, um sicher zu sein, nicht blos aus Fehlerquellen zu schöpfen.

Wenn Hr. Uljanin mit den Worten schliesst: „Und so scheint mir dieser Versuch nicht nur keinen Beweis gegen die Contacttheorie, sondern sogar einen sehr schönen für die Richtigkeit derselben zu liefern,“ so kann ich dem nach dem Vorangegangenen durchaus nicht zustimmen. Ich halte dafür, dass der Versuch des Hrn. Uljanin durchaus nichts Neues lehrt, sondern auf längst bekannte Fehlerquellen zurückzuführen ist, dass dagegen aus meinen Versuchen die Unhaltbarkeit der Contacttheorie insolange folgt, als sich nicht noch eine andere Erklärung oder eine experimentelle Widerlegung derselben findet; deshalb scheint es mir sehr wünschenswerth, dass derartige Untersuchungen, womöglich mit besseren Mitteln, auch von anderer Seite wiederholt werden.

Was die Anhänger der Contacttheorie nachzuweisen hätten, das wäre, dass ein isolirtes, vorher abgeleitetes Metall durch Aenderung seiner Capacität electricisch wird; die einfachste Versuchsanordnung wäre wohl die von mir gewählte

1) Das muss um so mehr überraschen, als Hr. Uljanin später die Differenz $Zn | Cu$ bestimmte, indem er über einen Kupfercylinder einen solchen aus Zink stülpte und zwischen beide einen solchen Bruchtheil eines Daniells einschaltete, dass beim Aufheben kein Ausschlag erfolgte. Auf gleiche Weise hätte die Potentialdifferenz der beiden Zinkeylinder bestimmt werden können.

mit zwei aufeinander gelegten identischen Platten, die zur Abblendung des Volta'schen Effectes dauernd durch einen Draht verbunden sind. Nach dem Oeffnen müssten beide Platten dieselbe Electrisirung zeigen.

IV. Zur Theorie einiger Versuche des Hrn. F. Exner; von Wilhelm Hallwachs.

§ 1.

In einer vor kurzem erschienenen Abhandlung¹⁾ hat Hr. F. Exner Versuche gegen die Contacttheorie beschrieben, welche seine früheren auf denselben Gegenstand bezüglichen Beobachtungen²⁾ stützen sollen. Bei der Theorie dieser Versuche ist ein Irrthum unterlaufen, welchen ich im Folgendem klar legen möchte. Hr. Exner nimmt nämlich an, dass ein Metallkörper, welcher sich in einer abgeleiteten, metallischen Hülle auf dem Potential V befindet, dieselbe Ladung annehme, wie ein gleicher, ganz frei, unter Ausschluss jeder Influenzwirkung, aufgestellter Körper, wenn er ebenfalls auf dem Potential V erhalten wird.

Diese Annahme widerspricht der Potentialtheorie, nach welcher z. B. ein Metallkörper, der sich auf gleichem Potential V' befindet wie die umgebende Hülle, überhaupt keine Ladung aufnimmt, während nach der Entfernung der Hülle und freier Aufstellung des Körpers eine Ladung CV' vorhanden ist, falls der Körper von der Capacität C auf dem Potential V' erhalten wird.

Dass Hr. Exner diese Annahme der Theorie seiner Versuche zu Grunde gelegt hat, ergibt sich z. B. aus folgenden Stellen seiner Abhandlung. „Das Princip der Messung war das folgende: mit dem Messquadranten des Electrometers, dessen Capacität C_1 sei, ist ein Metallkörper von der Capacität C_2 in dauernder metallischer Verbindung;

1) F. Exner, Wien. Ber. 95. p. 595. 1887. (s. die vorhergehende Abhandlung in diesem Heft. Die Red.)

2) F. Exner, Wien. Ber. 86. p. 551. 1882.

das ganze System ist gut isolirt und kann an einem Punkte des Verbindungsdrahtes von Electrometer und Metallkörper mittelst eines Contactschlüssels zur Erde abgeleitet werden, diese Verbindung ist für gewöhnlich hergestellt. In diesem Zustande hat das Electrometer das Potential V_1 und der Körper V_2 ; V_1 und V_2 sind die natürlichen Potentiale der Metalle, aus denen die betreffenden Theile bestehen, das Electrometer hat daher seine Ruhelage.“ Nun fährt Hr. Exner weiter fort: „die respectiven Ladungen von Electrometer und Körper sind $M_1 = V_1 C_1$ und $M_2 = V_2 C_2$.“

Gegen die darauf folgende Rechnung lässt sich, wenn man diesen Satz als richtig anerkennt, nichts weiter einwenden. Auf der folgenden Seite findet sich indess die Bemerkung: „die Zuleitungsdrähte, sowie der Schlüssel und die Versuchskörper befanden sich sämmtlich in metallischen, abgeleiteten Gehäusen“ Unter diesen Verhältnissen ist die Ladung M_2 des Versuchskörpers nicht gleich $C_2 V_2$, wie Hr. Exner annimmt, sondern:

$$M_2 = c_2 (V | E - H | E) = c_2 V | H,$$

wo H das Potential der Metallhülle ist. Unter c_2 ist, um einen kurzen Ausdruck zu gebrauchen, die Capacität des Versuchskörpers gegen die Hülle zu verstehen, d. h. es bedeutet c_2 diejenige Ladung, welche der Versuchskörper aufnimmt, falls er selbst auf dem Potential Eins, die Hülle aber auf dem Potential Null erhalten wird.

Zum Nachweis, dass Hr. Exner unter C_2 die Capacität des freien Versuchskörpers versteht, möge folgende Stelle dienen: „Was die Versuchskörper anlangt, so bestanden dieselben aus Kreisplatten von 25 cm Durchmesser, je zwei aus gleichem Material. Die untere von einem derartigen Plattenpaare ruhte horizontal auf drei isolirenden Füßen und war dauernd mit dem Electrometer verbunden; auf ihr lag direct die zweite, und konnte mittelst eines isolirenden Stieles auf ca. 15 cm gehoben werden. Beide Platten sind ausserdem durch einen feinen Draht dauernd miteinander in metallischer Schliessung. Da die Platten nur sehr geringe Dicke hatten, so wird bei dem Aufheben der oberen die

Capacität des Versuchskörpers ungefähr verdoppelt; es wäre leicht, Anordnungen zu treffen, bei denen die Aenderung der Capacität eine noch bedeutendere ist, ich bin jedoch bei dieser einfachen Art stehen geblieben, da dieselbe sich als genügend erwies.“ Der fettgedruckte Satz ist nur richtig für den Fall, dass die Kreisplatten frei aufgestellt sind, resp. die Hülle sehr gross ist. Dass Hr. Exner diesen Fall auch beim Niederschreiben des Satzes speciell im Auge hatte, geht aus der Begründung: „da die Platten sehr geringe Dicke hatten“, hervor. Für den Fall freier Kreisplatten kommt es in der That in erster Linie darauf an, dass die Platten dünn sind, wenn die Capacität sich bei der Entfernung der Platten voneinander nahezu verdoppeln soll. Befinden sich aber die Platten in einer metallischen Hülle, wie bei Hrn. Exner, so hängt die Capacität derselben von der Configuration des ganzen Systems aus Körper und Hülle ab, also in hervorragender Weise von der Lage des Körpers gegen die Hülle. Die Dicke kommt nur insoweit in Betracht, als sie auf die Configuration einen Einfluss hat. Bei einem und demselben System von Kreisplatten und der nämlichen relativen Endlage derselben kann man immer eine Hülle construiren, die eine beliebig vorgeschriebene Aenderung der Capacität des Systems bei der Trennung zur Folge hat, ganz unabhängig davon, welche Dicke die Platten besitzen. Unter geeigneten Verhältnissen kann die Capacität dann auch von 1 auf 1,8 steigen, wie es bei den Versuchen des Hrn. Exner der Fall gewesen zu sein scheint. Wenigstens ist zu vermuthen, dass die Capacitätsbestimmungen p. 599 vorgenommen wurden, während sich der Versuchskörper in der Hülle befand, und dann stellen sie die Capacitäten des Körpers in seinen beiden Anordnungen gegen die Hülle dar.

§ 2. Theorie des Versuches von Hrn. Exner.

Nachdem so erwiesen worden ist, dass Hrn. Exner in der theoretischen Auffassung seines Versuches ein Irrthum unterlaufen ist, möge im Folgenden die Theorie desselben, wie sie sich auf Grund der Potentialtheorie ergibt, entwickelt werden.

Der Versuchskörper K befinde sich in einer abgeleiteten Hülle H ; zu Anfang sei K und das eine Quadrantenpaar des Electrometers zur Erde abgeleitet. Dann ist die ganze Ladung E_1 auf dem Quadrantenpaare, wenn der Deutlichkeit wegen auch diejenigen Theile derselben mit aufgeführt werden, deren Wirkung sich bei den gegenwärtigen Versuchen heraushebt:

$$E_1 = pN + c_1 M|E + rQ_2 + sH,$$

wo N , Q_2 und H die Potentiale der Nadel, des zweiten Quadrantenpaares und der Hülle sind, p , r und s die Vertheilungscoefficienten zwischen diesen Körpern und dem ersten Quadrantenpaar bezeichnen. c_1 bedeutet die Capacität des letzteren, d. h. diejenige Ladung, welche es aufnehmen würde, falls es sich auf dem Potential Eins befände, während alle umliegenden Körper: Nadel, Hülle und zweites Quadrantenpaar das Potential Null hätten. $M|E$ ist das Potential des Quadranten gegen denjenigen Punkt der Wasser- oder Gasleitung, von welchem aus wir bei dieser Rechnung die Potentiale zählen.

Der Versuchskörper hat gegen diesen Punkt das Potential $K|E$, seine Capacität gegen die Hülle sei c_2 , das Potential der letzteren gegen den Anfangspunkt $H|E$; dann nimmt der Körper bei der Ableitung zur Erde die Ladung E_2 auf:

$$E_2 = c_2 [K|E - H|E] = c_2 K|H.$$

Die Erdleitung wird nun entfernt und die Capacität des Versuchskörpers auf nc_2 gebracht. Der letztere nimmt das Potential V_2' an und erhält die Ladung E_2' , während sich auf dem Quadranten die Electricitätsmenge E_1' verbreitet. Wir erhalten:

$$E_2' = nc_2 [V_2' - H|E].$$

Die Aenderung der Ladung des Quadranten hat eine Ablenkung $\Delta\theta$ zur Folge, welche eine Aenderung der Capacität c_1 und des Vertheilungscoefficienten p bewirkt; diese erhalten die Werthe c_1' und p' , sodass:

$$E_1' = p'N + c_1'Q_1' + rQ_2 + sH$$

wird, wenn wir mit Q_1' das neue Potential des Quadranten bezeichnen.

Unter den im Vorhergehenden eingeführten Grössen bestehen folgende Beziehungen. Erstens wird wegen der Isolation des Versuchssystems dessen Ladung nicht geändert:

$$(1) \quad E_1 + E_2 = E_1' + E_2'.$$

Zweitens bleibt die Potentialdifferenz zwischen Versuchskörper und Messingquadrant dieselbe:

$$(2) \quad K | E - M | E = V_2' - Q_1'.$$

Drittens sind die Aenderungen von p und c entgegengesetzt gleich und den Ablenkungen $\Delta \vartheta$ proportional:

$$(3) \quad c_1' = c_1 + k \Delta \vartheta; \quad p' = p - k \Delta \vartheta.$$

Führt man die Werthe der verschiedenen Ladungen E in die Gl. (1) ein, eliminirt V_2' mit Hülfe von (2), sowie a' und p' mittelst der unter (3) gegebenen Beziehungen, so ergibt sich:

$$(4) \quad (Q_1' - M | E) (nc_2 + c_1) = c_2 (1 - n) K | H + k \Delta \vartheta [N - Q_1'],$$

wo in der letzten Klammer Q_1' gegen N vernachlässigt werden darf.

Zwischen der Potentialänderung:

$$(5) \quad \Delta P' = Q_1' - M | E$$

auf dem Quadranten und der Ablenkung $\Delta \vartheta$ besteht, wenn wir Correctionsgrössen vernachlässigen, die Gleichung:

$$(6) \quad \Delta \vartheta = -x^2 N (Q_1' - M | E),$$

wenn x^2 eine positive Constante bedeutet, und die Werthe $\Delta \vartheta$ dann als positiv betrachtet werden, wenn die Nadel sich mehr in den Quadranten Q_1 schiebt.

Führen wir (5) und (6) in die Gl. (4) ein, so ergibt sich:

$$(7) \quad \Delta P' \left(1 + \frac{kx^2}{c_1 + nc_2} N^2 \right) = \frac{c_2 - nc_2}{c_1 + nc_2} K | H.$$

Um eine leichtere Uebersicht zu erhalten, sollen die Bezeichnungen:

$$(8) \quad \frac{kx^2}{nc_2 + c_1} N^2 = A^2 \quad \text{und} \quad \frac{c_2 - nc_2}{c_1 + nc_2} K | H = \Delta P$$

eingeführt werden. ΔP stellt die Potentialänderung auf dem Quadranten dar, wenn die Nadel in ihrer Anfangslage fest-

gehalten wird, sodass sich die Werthe c_1 und p nicht ändern. Wir erhalten:

$$(9) \quad \Delta P' = \frac{\Delta P}{1 + A^2}.$$

Diese Formel (9) mit den unter (8) gegebenen Erläuterungen muss an die Stelle der von Hrn. Exner aufgestellten (p. 597) treten, welche lautet:

$$dV_1 = V_2 C_2 \frac{1-n}{n C_2 + C_1}.$$

Letztere unterscheidet sich, wenn man die Capacitäten C_2 richtig auffasst und den Factor $1/(1 + A^2)$ einstweilen unberücksichtigt lässt, von der Formel (9), specieller von dem unter (8) gegebenen Werth ΔP , wesentlich dadurch, dass an Stelle der Potentialdifferenz $K|H$ das Potential V_2 steht. Die Exner'sche Formel gibt also auch für den Fall, dass Hülle und Versuchskörper gleiches Potential V_2 haben, immer noch eine am Electrometer zu beobachtende Potentialänderung dV_1 , während die Formeln (8) und (9) in diesem Fall, wo $K|H = 0$ ist, für ΔP den Werth Null liefern, dessen Richtigkeit auch direct übersehen werden kann.

Ehe wir uns an der Hand der gegebenen Theorie zu der Besprechung der Versuche des Hrn. Exner wenden, möge noch eine Angabe über den numerischen Werth des Divisors $1 + A^2$ hier ihren Platz finden. Derselbe dürfte bei Anwendung eines der im Gebrauch befindlichen Quadrantelectrometer nicht unter 1,2 zu bringen sein; er kann aber bei sehr empfindlichen Instrumenten selbst bis auf 10 steigen. Bei Hrn. Exner mag derselbe vielleicht etwa 1,2 bis 4 betragen haben, zu einer genaueren Schätzung fehlen die Daten.

§ 3. Kritik der Exner'schen Versuche.

Hr. Exner hat durch seine Versuche nachzuweisen beabsichtigt, dass ein mit der Erde verbundener Metallkörper unter Umständen eine Ladung, wie sie von der Contacttheorie gefordert wird, nicht aufweist. Dies sollte aus Beobachtungen hervorgehen, bei welchen die Ladung eines isolirten, vorher zur Erde abgeleiteten Körpers durch Capacitätsänderung nicht erkennbar gemacht werden konnte. Indess war die

Anordnung dieser Versuche in allen Fällen so gewählt, dass auf Grund der Entwicklungen des vorigen Paragraphen ihr Ergebniss entweder unmittelbar aus der Contacttheorie folgt, oder aber in directem Widerspruch steht mit der Erfahrung, dass ein aus zwei Metallen bestehendes System, z. B. ein Condensator, eine Ladung aufnimmt, wenn beide Metalle zur Erde abgeleitet werden, eine Thatsache, von der sich Hr. Exner selbst durch Versuche überzeugt hat, wie er in seiner neuen Abhandlung¹⁾ ausdrücklich anerkennt. Diejenigen dieser Ladungen, welche in dem speciellen Fall auftreten, wo ein Metall von einem anderen umhüllt wird, habe ich vor kurzem zur Bestimmung der Contactpotentialdifferenzen benutzt²⁾, ihr Vorhandensein ist also auch für diese specielle Anordnung noch besonders nachgewiesen. Da, wo der erwähnte Widerspruch auftritt, muss also untersucht werden, welche Nebenumstände die Versuche des Hrn. Exner erklären könnten.

Die im Vorigen ausgesprochene Ansicht findet in folgenden Betrachtungen ihre Begründung. Hr. Exner hat nicht angegeben, aus welchem Metall die von ihm angewendeten Hüllen bestanden, wir müssen daher die beiden Fälle ins Auge fassen, dass dieselben aus dem nämlichen oder aus einem anderen Metall wie die Versuchskörper, aus Sn, Cu oder C gefertigt waren.

Da man solche Hüllen meist aus Stanniol herstellt³⁾, könnte das erstere leicht bei den Versuchen mit Sn stattgefunden haben. Dann wäre, gleiche Oberflächenbeschaffenheit vorausgesetzt, in der zweiten Formel (8) $K|H=0$ zu setzen. Eine Potentialänderung ΔP oder $\Delta P'$ hätte also nicht beobachtet werden dürfen: ein Metall nimmt innerhalb einer leitenden Hülle von gleichem Potential ja niemals eine Ladung auf, ändert dieselbe also auch nicht, wenn seine Capacität, während es in der Hülle bleibt, wechselt. Wo

1) F. Exner, Wien. Ber. **95**. II. p. 595. 601. 604. 1887.

2) W. Hallwachs, Wied. Ann. **29**. p. 1. 1886; siehe ferner W. v. Ulljanin, Wied. Ann. **30**. p. 703. 1887.

3) Hr. Exner hat dies früher auch gethan; Wien. Ber. **86**. II. p. 555. 1882.

also bei Hrn. Exner eine entsprechende Anordnung vorlag, wird sein Ergebniss von der Contacttheorie gefordert.

Der zweite Fall, der vielleicht bei den Versuchen mit Cu und C eintrat, verlangt für $K|H$ in der zweiten Formel (8) auch nach der Ansicht des Hrn. Exner den Werth der Contactpotentialdifferenz der beiden Metalle. Dieser beträgt z. B. für Cu|Sn mit reiner Oberfläche etwa $-0,5$ Volt, sodass sich unter Benutzung der von Hrn. Exner angegebenen Werthe: $c_1 = 1$; $c_2 = 0,35$ und $u = 1,8$ für $\Delta P'$ ergeben würde:

$$\Delta P' = \frac{0,085}{1 + A^2},$$

sodass an dem Electrometer, welches für einen Daniell theils 61, theils 130 Scalentheile ergab, ein Ausschlag von 4—1 oder 9—3 Scalentheilen hätte beobachtet werden müssen, wenn man annimmt, dass $1 + A^2$ zwischen 1,2 und 4 gelegen hat.

Zur Erklärung, warum diese Ausschläge, welche, wie bemerkt, jede Theorie der Electricitätserregung fordern muss, von Hrn. Exner nicht beobachtet wurden, kann ich ohne genauere Kenntniss der Versuchsanordnung nur einen Umstand anführen: die Abhängigkeit der Contactpotentiale von der Oberflächenbeschaffenheit. Die Metalle ändern, wenn sie zuerst frisch geputzt sind, mit der Zeit allmählich ihre Contactpotentiale, werden negativer, soweit mir darüber Beobachtungen bekannt sind. So kann z. B. Al|Messing, wenn die Substanzen eine alte Oberfläche haben, 0,1 Volt betragen und, sobald das Aluminium geputzt wird, auf 0,94 Volt ansteigen.¹⁾ Da nun Hr. Exner nichts darüber bemerkt, dass seine Hüllen innen blank geputzt wurden, so könnten immerhin die Werthe $K|H$, auch wenn die Hüllen nicht aus gleichem Material wie die Versuchskörper bestanden, vielleicht auf sehr kleine Werthe herabgesunken sein, insbesondere ist dies für Sn|Cu leicht möglich. Da nun die Ausschläge ohnedies nicht besonders gross werden und um so kleiner ausfallen müssen, je grösser der Divisor ($1 + A^2$) wird, so hätten sie immerhin Hrn. Exner entgangen sein können,

1) W. Hallwachs, Wied. Ann. 29. p. 12. 1886.

zumal, wenn das Electrometer wie bei einer früheren Gelegenheit infolge unvermeidlicher Erschütterungen unregelmässige Ausschläge von 0,5 bis 1,5 Scalentheilen geben konnte.¹⁾

§ 4. Besprechung früherer Versuche des Hrn. Exner.

Im Folgenden möge noch nachgewiesen werden, dass zwei Versuche, welche Hr. Exner früher in gleicher Absicht wie die bisher besprochenen angestellt hat¹⁾, unter so complicirten Bedingungen abgelaufen sind, dass sich über das theoretisch zu fordernde Ergebniss derselben keine sichere Entscheidung treffen lässt. Ausserdem konnte bei denselben eine Vorsichtsmassregel nicht getroffen werden, welche Hr. Exner selbst in der letzten Abhandlung als unerlässlich bei derartigen Versuchen erwähnt.

Bei dem einen der beiden Versuche befand sich ein isolirt aufgehängtes Stanniolblatt zunächst innerhalb eines zur Erde abgeleiteten Stanniolgehäuses und stand mit der Erde in leitender Verbindung. Letztere nahm man ab, verband das Blatt mit dem Electrometer und entfernte die Hülle, wobei keine Ablenkung am Electrometer beobachtet wurde. Die Verwicklung, welche hier eintritt, besteht darin, dass sich das Blatt zuletzt frei im Zimmer, d. h. in einer Hülle befindet, über deren electrisches Verhalten sich mit Bestimmtheit nichts aussagen lässt. Fände der Versuch in einem Zimmer statt, dessen Innenfläche überall mit abgeleitetem Stanniol beklebt wäre, so würde, wenn man von Influenzwirkungen durch fremde Electricität im Zimmer absieht, nach § 3 die Contacttheorie fordern, dass das Electrometer in Ruhe bleibt. Wäre eine Belegung mit Cu-Blech vorhanden, so müsste bei genügend empfindlicher Anordnung des Versuches erfahrungsgemäss ein Ausschlag eintreten. Derselbe würde einer Potentialerhöhung $\Delta V'$ entsprechen:

$$\Delta V' = \frac{1}{1 + A^2} \frac{C_H K |H - C_Z K| C_u}{c_1 + C_Z},$$

wo H und Z sich auf die Stanniolhülle und das Zimmer beziehen, die anderen Grössen ihre frühere Bedeutung haben.

1) F. Exner, Wien. Ber. 86. II. p. 554. 1882.

Die Formel ergibt, dass unter diesen Verhältnissen der Versuch über die Grösse $K|E$ nichts lehren könnte.

Würde dagegen in einem aus vollkommenen Isolatoren, auf freiem Felde errichteten Gemache gearbeitet, so erhielte man eine Potentialänderung $\Delta V''$:

$$\Delta V'' = \frac{1}{1+A^2} \frac{C_H K |H - C K |E}{c_1 + C},$$

wo C gleich der Capacität des freien Versuchskörpers ist. $K|H$ liesse sich leicht so klein machen, dass der Versuch unter diesen Verhältnissen, wenn man von störenden Influenzwirkungen absieht, über die Grösse $K|E$ sicheren Aufschluss zu geben vermöchte.

Was geschehen muss, wenn die Hülle durch Wände, Decke und Fussboden eines gewöhnlichen Zimmers gebildet werden, lässt sich wegen der verwickelten stofflichen Beschaffenheit derselben nicht mit Sicherheit sagen. Im allgemeinen dürften dann die Verhältnisse vielleicht etwa nahezu so zu betrachten sein, als ob die Hülle ein zur Erde abgeleiteter Leiter wäre. Ob also der Versuch des Hrn. Exner, welcher im Zimmer angestellt wurde, einen Einwurf gegen die Contacttheorie begründen kann, lässt sich nicht entscheiden und mit einiger Wahrscheinlichkeit sogar bezweifeln.

Es bliebe daher nur übrig, den Versuch im Freien, wohl durch eine nichtleitende Hülle geschützt, anzustellen. Dieses auszuführen, lag mir bei Gelegenheit meiner Arbeit über eine Methode zur Bestimmung von Contactpotentialdifferenzen nahe. Indess stand ich davon ab, weil fremde Einflüsse, nämlich die atmosphärische Electricität sowie unvermeidliche Ladungen der nichtleitenden Hülle selbst, sowie der darin befindlichen Körper einen Erfolg der zarten Versuche unwahrscheinlich erscheinen liessen. Wenn man denselben begegnen will, dann müssen sich die Versuchssysteme ständig „in metallischen abgeleiteten Gehäusen befinden, eine Vorsicht, die bei derartigen Versuchen unerlässlich ist.“¹⁾ Leider kann dieser Forderung nicht genügt werden, wenn der Versuch des Hrn. Exner so angeordnet werden soll, dass er

1) F. Exner, Wien. Ber. 95. p. 596. 1887.

überhaupt zur Entscheidung der Frage etwas beitragen kann, ob ein Metall, welches sich in Verbindung mit der Erde befindet, die nach der Contacttheorie zu fordernde Ladung unter Umständen vielleicht nicht enthält. Setzt man die Versuchskörper in Hüllen, so kann immer nur eine Bestätigung des Erfahrungssatzes gewonnen werden, dass eine Ladung auftritt, falls der Körper selbst und die aus anderem Metall bestehende Hülle zur Erde abgeleitet sind, und dass eine solche Ladung ausbleibt, wenn die Hülle aus demselben Metall, mit gleicher Oberflächenbeschaffenheit auf der Innenseite, hergestellt worden ist.

Diese Bemerkungen über den Einfluss der Beschaffenheit der Hüllen sowohl, als auch die Ausführungen des § 3 finden in leicht zu übersehender Weise auch auf den ersten Versuch des Hrn. Exner, denjenigen mit dem Stanniolrouleau, Anwendung. Auch dieser kann also leider eine Entscheidung zwischen der chemischen und der Contacttheorie nicht herbeiführen.

Phys. Inst. der Univ. Leipzig, Juni 1887.

V. Ueber die Electricitätsentwicklung bei der Tröpfchenreibung; von Julius Elster und Hans Geitel.

(Hierzu Taf. I Fig. 2.)

§ 1. Einleitung.

An Experimentaluntersuchungen über die Electricitätserregung bei der Reibung feinzertheilte Flüssigkeiten an festen Körpern liegen aus neuerer Zeit die von Hoppe¹⁾ und Sohncke²⁾ vor, die im wesentlichen als Wiederholungen und Bestätigungen der älteren Faraday'schen³⁾ Versuche gelten können. Die Methode dieser Experimentatoren be-

1) Hoppe, Deutsche meteorologische Zeitschr. p. 1 u. 100. 1885.

2) Sohncke Wied. Ann. 28, p. 550. 1886.

3) Faraday, Pogg. Ann. 60, p. 330. 1843.

steht darin, einen Strom feuchter Luft unter stärkerem Drucke gegen isolirt feste Körper zu leiten; die bei der Entspannung sich bildenden Nebeltröpfchen reiben sich an den letzteren, und die bei diesem Vorgange entwickelte Electricität kann electroskopisch beobachtet werden. Sohncke hat speciell die Electricitätserregung studirt, die bei Anwendung von Eis als geriebenem Körper eintritt, und dabei die Beobachtungen Faraday's, betreffend die positive Electricirung des Eises, bestätigt gefunden.

Sämmtliche Beobachter — und auch wir haben uns davon überzeugt — stimmen darin überein, dass diese Versuche eine besondere Vorsicht erfordern, wenn sie unter sich widerspruchsfreie Resultate geben sollen. Die von Faraday hierfür gegebene Erklärung, dass die geringsten Spuren von Fett in der Ausströmungsöffnung zur Folge haben würden, dass jedes Nebeltröpfchen sich mit einer Fettschicht überzieht und demnach bei der Reibung selbst wie ein Fetttröpfchen wirken wird, scheint das Richtige zu treffen. Das durch Condensation bei der Ausströmung gebildete Wassermanquantum ist eben ein so geringes, dass zu seiner Verunreinigung schon ganz verschwindende Mengen von Fett hinreichen.

Es ist deshalb wohl nicht ohne Interesse, die Versuche über die Electricitätserregung bei der Tröpfchenreibung unter Verwendung einer anderen Methode auszuführen, die wenigstens von der oben genannten Fehlerquelle freizuhalten ist. Allerdings tritt statt derselben eine andere, und zwar recht erhebliche ein, aber es gelingt doch wenigstens, diejenigen Versuche, bei denen dieselbe störend wirken kann, mit Sicherheit von solchen zu trennen, deren Zuverlässigkeit von ihr nicht beeinträchtigt wird. Es möge verstattet sein, dieselbe im Folgenden darzulegen.

§ 2. Fehlerquelle.

Wir benutzten zur Erzeugung einer Wolke feinen Wasserdunstes Zerstäuber verschiedenster Form, die mittelst eines Kautschukgebläses in Thätigkeit gesetzt werden konnten. Letzteres war erforderlichen Falles mit einem grossen, als Windkessel wirkenden und mit Manometer versehenem Glas-

gefäß zu verbinden, wenn es auf Constanthaltung des Druckes ankam.

Stellt man nun mittelst eines zur Erde abgeleiteten Zerstäubers eine Staubwolke destillirten Wassers dar und führt in dieselbe isolirte Auffangeplatten ein, die man mit einem Thomson'schen Quadrantelectrometer verbindet (Empfindlichkeit 1 Normaldaniell = 20 Scalentheile), so beobachtet man ausnahmslos das Auftreten electricischer Erregungen. Indessen sind diese so erhaltenen Resultate höchst schwankender Natur. Verwendet man z. B. eine metallene Auffangeplatte und prüft ihre Electricisirung zu verschiedenen Zeiten unter scheinbar fast unveränderten Bedingungen, so erhält man häufig total widersprechende Ergebnisse, selbst das Vorzeichen der Electricisirung zeigt sich als veränderlich.

In der That ist schon von vornherein zu übersehen, dass bei der angegebenen Versuchsanordnung verschiedenartige Wirkungen einander durchdringen müssen. Die beobachtete Electricitätserregung kann ihren Sitz haben: 1) im Zerstäuber, respective an dessen Ausströmungsöffnung, 2) auf dem Wege zwischen Zerstäuber und der Auffangeplatte, also in der Luft, 3) auf der Auffangeplatte.

Von diesen Möglichkeiten darf die zweite wohl nach dem Vorgange Faraday's ausgeschlossen werden, da in keinem Falle eine Electricisirung der Luft von gewöhnlicher Temperatur durch Reibung an festen oder flüssigen Körpern beobachtet ist.

Bei der etwaigen Electricitätserregung im Zerstäuber, resp. an dessen Mündung, liegt es am nächsten, an Reibungsvorgänge zu denken. Letztere lassen sich jedenfalls stark vermindern, indem man einen freien Wasserstrahl durch einen seitlich darauf gerichteten, kräftigen Luftstrom in eine Staubwolke auflöst, in welche man dann die isolirte Auffangeplatte einführt. Aber selbst durch diese Vorsichtsmassregel wird dem obengenannten Versuche sein schwankender Charakter nicht genommen.

Man überzeugt sich leicht, dass es im wesentlichen Influenzwirkungen sind, die man bei dieser Versuchsanordnung beobachtet. Ein der Zerstäubungsstelle genäherter positiv

electricischer Körper lässt sofort das Electrometer mit negativer Electricität, ein negativ electricischer mit positiver Electricität ausschlagen. In der That erkennt man leicht, dass unser Apparat nichts anderes als einen Thomson'schen Waterdropping collector darstellt, und zwar wegen der ungemein grossen Zahl der an der Zerstäubungsstelle sich bildenden Tröpfchen einen solchen von der empfindlichsten Art. Jedes Tröpfchen verlässt diese Stelle mit Influenzelectricität zweiter Art beladen, um dieselbe der Auffangeplatte zuzutragen. Die Ladung der letzteren muss so lange steigen, bis die von ihr ausgehende Influenz die der genäherten electricischen Masse aufhebt. Ist die Auffangeplatte im Vergleich mit der influenzirenden Masse fern von der Auflösungsstelle, so wird ihre Ladung demnach — in Folge der schnellen Abnahme der electricischen Fernwirkung — einen sehr hohen Betrag erreichen müssen, der in der Regel mittelst eines Quadrant-electrometers von der oben genannten Empfindlichkeit nicht mehr zu messen ist. Nun sind aber influenzirende Körper, selbst bei grösster Sorgfalt, aus dem Arbeitsraum des Experimentators nicht zu entfernen, der in der Luft schwebende Staub scheint besonders störend einzuwirken.

Es dürfte hiermit die Erklärung der schwankenden Resultate der Versuche gegeben sein und damit auch das Urtheil über sie, dass dieselben nämlich in dieser Form für die Entscheidung der Frage nach der Electricitätserregung bei der Tröpfchenreibung als werthlos anzusehen sind.

Gesetzt aber auch, es gelänge, die einzelnen Tröpfchen des zerstäubten Strahls in völlig unelectrischem Zustande mit der Auffangeplatte zusammentreffen zu lassen, so würde eine electricische Erregung derselben trotzdem nicht nothwendig auf eine Reibung des Wassers an der Platte zurückzuführen sein. Die Voraussetzung des Versuches ist ja doch, dass eine theilweise Reflexion desselben an dem festen Körper stattfindet — in der That ist dies selbst bei benetzten Flächen der Fall¹⁾ —, aber damit sind auch wiederum die Bedingungen für die obengenannte Tropfensammlerwirkung gegeben.

1) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. 25. p. 129. 1885.

Ist eine positiv electriche Masse in der Nähe der Platte, so verlässt jedes Tröpfchen dieselbe bei der Reflexion beladen mit negativer Electricität und lässt sie in positiv electricem Zustande zurück. Die am Electrometer gemessene Spannung nähert sich mit der Zeit einem Grenzwert, der das Potential der influenzirenden Masse am Orte der Auffangeplatte darstellt. (Reibungsvorgänge sind dabei zunächst ausgeschlossen gedacht.) Man beachte demnach: Eine Influenz auf die Ausströmungsöffnung bewirkt eine Ladung der Auffangeplatte, deren Betrag abhängt von dem Verhältniss der Entfernungen zwischen der Mündung des Zerstäubers und der störenden Masse einerseits und der Auffangeplatte andererseits, und die in der Regel eine sehr hohe sein wird, eine Influenz auf die Auffangeplatte dagegen eine solche, die dem Potential der störenden Massen höchstens gleichkommt.

Der Einfluss der letzteren würde sich demnach durch besondere Messungen der electricen Spannung an der Stelle der Auffangeplatte bestimmen. Es bliebe demnach die Forderung zu erfüllen, die Influenz auf die Ausströmungsöffnung auszuschliessen. Die Aufgabe ist am zweckmässigsten so zu formuliren: Es sollen die Versuchsergebnisse unabhängig werden von jeder electricen Ladung, welche die Tröpfchen des zerstäubten Strahls beim Verlassen der Ausströmungsöffnung, sei es durch Influenz oder auch durch Reibung erhalten haben. Die vollständige Lösung dieser Aufgabe dürfte, soweit wir nach den Resultaten unserer Bemühungen schliessen dürfen, nicht möglich sein. Solche Methoden, die dem Ziele näher führen, erlauben wir uns im § 3 und 4 darzulegen.

Es möge bemerkt werden, dass bei der Faraday'schen Versuchsanordnung die eben genannte Fehlerquelle stark zurücktritt. Die Wassertröpfchen bilden sich hier zum grössten Theile erst in dem austretenden Luftstrom und gelangen mit den Rändern der Ausströmungsöffnung nur in geringer Zahl in leitende Berührung. Indessen kann man auch hier durch Annäherung electricer Massen (Pol einer Zamboni'schen Säule von 400 Platten) die Tropfensammlerwirkung nachweisen.

Die im Vorigen gekennzeichneten Störungen legten nun

den Gedanken nahe, das zu empfindliche Thomson'sche Quadrantelectrometer zu verlassen und zunächst nur die Fälle unzweifelhafter, kräftiger Erregung mittelst eines Goldblattelektroskopes aufzusuchen. Bei Anwendung eines solchen ist man in der That von den genannten Fehlerquellen unabhängig. Bläst man mittelst eines Kautschukgebläses einen zerstäubten Wasserstrahl (es genügt zu den folgenden Versuchen Brunnen-, respective Regenwasser) in eine horizontale, an einem Ende geschlossene, cylindrische, genügend weite Metallröhre, die isolirt aufgestellt und mit einem Goldblattelektroskop verbunden ist, so erfolgt keine für das unbewaffnete Auge sichtbare Divergenz. Bei dieser Anordnung muss aber die gesamte Electricität der Wassertropfen auf das Auffangegefäß übergehen, da sie alle in das Innere derselben eindringen. Das negative Ergebniss des Versuches zeigt also, dass der von der gegenseitigen Lage der Auffangevorrichtung und der influenzirenden Masse, sowie der Capacität des Systems und dem Widerstande der Isolationsvorrichtungen abhängige Grenzwert der Ladung unterhalb der Empfindlichkeit des Electroskopes bleibt. Das Thomson'sche Electrometer würde unter gleichen Umständen in der Regel eine Ladung von mehreren Daniells anzeigen. Ersetzt man nun das cylindrische Auffangegefäß durch Platten von verschiedener Substanz, so wird man eine am Electroskop sichtbare Erregung mit Sicherheit als auf der Auffangeplatte entstanden ansehen können. (Eine Influenzwirkung auf diese letztere ist hier, wo es sich um Spannungen von mehr als 100 Daniells handeln würde, nicht denkbar, es sei denn, dass man die Zimmerluft künstlich electrisiert hätte.) Man findet nun in der That eine Reihe von Körpern, die, in der angegebenen Weise behandelt, kräftige Anzeigen von Electrification geben. Es sind dies sämmtlich solche, die von Wasser nicht benetzt werden. War ein derartiger Körper durch das Goldblattelektroskop aufgefunden, so konnte der ungefähre Betrag der electrischen Erregung mittelst eines nach dem Princip des Quadrantelectrometers construirten Apparates bestimmt werden, dessen Nadel durch eine Zamboni'sche Säule von 11000 Plattenpaaren auf constantem Potential erhalten wurde.

Durch einen von aussen genäherten Magnet, konnte die Empfindlichkeit so regulirt werden, dass 50 Daniells circa 12 Scalentheile Ablenkung hervorbrachten. Es ist natürlich schwierig, für hohe Spannungen eine genügende Isolation der unvermeidlichen Stützen etc. zu erhalten; immerhin dürften aber die beobachteten Werthe als untere Grenzen anzusehen sein.

§ 3. Verhalten von Körpern gewöhnlicher Temperatur.

Unter den Körpern gewöhnlicher Temperatur, die im Wasserstaub eines Zerstäubers deutliche Electrisirung zeigen, stehen oben an die Blätter gewisser Pflanzen, die durch Ausscheidung von Wachs an ihrer Oberfläche einen von Wasser nicht benetzbaren Ueberzug herstellen. In ausgezeichneter Weise wirken die Blätter von *Tropaeolum majus*, *Caladium antiquorum*, sowie sämtlicher Tulpenarten, überhaupt junge Blätter verschiedener Pflanzenspecies. Führt man ein solches mit dem Goldblattelectroskop leitend verbundenes Blatt in die Wasserstaubwolke des Zerstäubers ein (etwa 4—6 cm von der Oeffnung), sodass die Tröpfchen rasch über dasselbe hinweggleiten, so fahren die Goldblättchen energisch auseinander. Die Electricität erweist sich als negativ. Leitet man das Blatt zur Erde ab und fängt die von ihm reflectirten Tröpfchen mittelst einer isolirten, mit dem Electroskop verbundenen Metallplatte auf, so erhält man eine positive Ladung.

Der Versuch lässt sich in der Weise noch auffallender gestalten, dass man eine ganze Pflanze (am besten eignet sich hierzu wohl *Caladium antiquorum*) isolirt aufstellt und über eine frische Blattfläche derselben den Wasserstaub gleiten lässt. Wendet man hierbei die Vorsichts-massregel an, über die Mündung desselben einen zur Erde abgeleiteten Stanniolring mittelst eines durchbohrten Korkes aufzuschieben (wodurch man die Influenz der electricisch gewordenen Pflanze auf die Ausströmungsöffnung sehr vermindert), so gelingt es leicht, kleine Funken aus der Pflanze zu ziehen und ein Hollundermarkpendel in Bewegung zu setzen.

In dem Maasse, als der Wachsüberzug durch die gleitenden Tropfen entfernt wird, lässt die Erregung nach und verschwindet (am Goldblattelectroskop beobachtet), sobald das Blatt vollständig benetzt wird. Alle von Wasser nicht benetzten Blätter, die wir auf ihr Verhalten untersuchten, selbst solche, bei denen das Auge einen Ueberzug nicht wahrnimmt, zeigen diese Electrisirung, sodass dieselbe als Reagenz auf diese oberflächlichen Wachausscheidungen dienen könnte.

Aehnliche Wirkungen erhält man auch mit künstlichen Wachsflächen. Ueberzieht man eine etwa handgrosse Kupferplatte mit einer circa 1—2 mm dicken Schicht reinen Wachses, so lässt sich auch mit einer solchen Platte der obige Versuch mit gleichem Erfolge wiederholen, nur sind die Ladungen nicht ganz so stark, und die Platte verliert schneller ihre Wirksamkeit, indem Benetzung eintritt; sie lässt sich dann dadurch, dass man sie in einer Flamme ihres Wassergehaltes durch Erhitzung beraubt, wieder tauglich machen. Auch Ueberzüge von Schellack und Schwefel wirken analog, nur schwächer; Ueberzüge von Fett zeigen sich zuweilen wirksam, zuweilen versagen sie aber auch ganz, je nach dem Grade ihrer Benetzbarkeit.

In allen diesen Fällen wird das Wasser positiv, die geriebenen Körper negativ electrisch.

Die hohen Spannungen, zu denen sich eine mit Wachs überzogene Platte bei den oben beschriebenen Versuchen lud, legten die Vermuthung nahe, dass eine solche Fläche auch durch einzelne, über dieselbe hingleitende Tropfen reinen Wassers eine messbare Electrisirung erfahren würde. In der That ist ein feiner Wasserstrahl imstande, eine Wachs-, resp. Schellackplatte bis zu Potentialen zu laden, die nahe an 600 Daniell hinanreichen.

Aus Fig. 2 ist die Anordnung der hierher gehörigen Versuche ersichtlich.

R ist ein Glasrohr mit äusserst feiner Ausströmungsöffnung *O*, *Pt* ein als Electrode dienender Platindraht, der durch die Wandung durchgeschmolzen ist. *PQ* ist die isolirt aufgestellte, mit dem Wachsüberzuge *CD* versehene Kupfer-

platte, g das die abfallenden Tropfen aufnehmende, durch das Tischchen T isolirte Gefäß. Das Wasserreservoir, mit welchem R communicirte, stand ebenfalls auf einem Isolirschmel, sodass also je nach Wunsch R , P oder g isolirt, resp. abgeleitet werden konnten.

Brachte man nun eine mit Wachs oder Schellack überzogene Kupferplatte in den discontinuirlichen Theil des Strahles, der etwa unter einem Drucke von 10—15 cm Quecksilber ausströmte, so zeigte das Goldblattelectroskop in allen 3 Fällen eine Ladung an, die, wie eine Bestimmung mit dem oben erwähnten Electrometer ergab, rund 500 Daniell betrug. Der wesentliche Unterschied gegen die Versuche mit dem Zerstäuber war nur der, dass die Ladung nicht so schnell anwuchs, sondern langsam einem Maximum zustrebte. Was das Vorzeichen der Ladungen des Reservoirs, der Platte und der abfließenden Tropfen anbetrifft, so findet man ersteres negativ, die beiden letzteren positiv geladen.

An diesen Verhältnissen wird nun nichts geändert, auch wenn man die Platte in den continuirlichen Theil des Strahles einfügt, ja selbst, wenn man die Mündung O direct die Wachsschicht berühren lässt.

Auffallend hierbei ist die positive Ladung der Kupferplatte, man sollte eine solche vom gleichen Zeichen mit der der Wachsschicht erwarten, also eine negative. Auch die negative Ladung des Reservoirs kann befremden. Indessen findet man leicht, dass auch hier wieder die im § 1 gekennzeichnete Störung im Spiele ist. In Fig. 2 stelle A die Auflösungsstelle des Strahles, B den von den herabfallenden Tropfen getroffenen Punkt der Wachsschicht CD dar. Der erste bei B auffallende Tropfen ertheilt dieser Stelle negative Electricität und gleitet mit $+e$ behaftet die Platte hinab. Von nun an wird aber der Vorgang ein anderer. Die negative Electricität von B wirkt influenzirend auf die Auflösungsstelle des Strahles bei A , die herabfallenden Tropfen werden positiv electrisch, das Reservoir negativ. Jeder in B auftreffende Tropfen hebt für einen Augenblick die Influenz von B auf, indem eine Bindung seiner freier positiven Electricität mit der negativen von B eintritt. Infolge des Hinab-

gleitens des Tropfens werden beide Spannungen wieder frei, die Influenz beginnt von neuem. (Es liegt eine Analogie vor mit dem Verhalten von Electrophorkuchen und Deckel.) Bedenkt man nun, dass gleichzeitig viele Tropfen im Hinabgleiten begriffen sind, so übersieht man, dass deren freie positive Electricität, sei es durch Leitung oder durch Influenz, auch der Kupferplatte eine positive Ladung mittheilen muss. Es ist noch hinzuzufügen, dass nicht bloß die ursprünglich getroffene Stelle *B*, sondern auch die ganze von dem Tropfen beschriebene Bahn negativ electrisch werden wird, letztere infolge der geringeren Reibung allerdings schwächer.

Lässt man die Wachsschicht selbst den continuirlichen Theil des Strahles schneiden, so bildet sich die Auflösungsstelle auf dem Wachsüberzug selbst.

Mit dieser Electrisirung des Waxes im Contact mit Wasser hängen auch die von einem von uns beobachteten Strömungsströme¹⁾ auf Platten, speciell Wachsplatten, zusammen. Bei jenen Versuchen sind aber nur durchweg continuirliche Strahlen verwandt, während hier das Auftreten von Tropfen, sei es in freier Luft oder auf der Wachsoberfläche Bedingung des Versuches ist.

Die Intensität der Strömungsströme erwies sich proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit, mithin proportional mit dem Drucke; die hier besprochene Erscheinung ist vom Drucke nahezu unabhängig. Bei unserem Apparate bildete sich eine Auflösungsstelle des Strahles bei einem Drucke von circa 8—10 cm Quecksilber; bei höheren Drucken floss der Strahl häufig continuirlich über die Platte, und dann erlosch die ganze Erscheinung.

Befestigt man ferner an der Stelle der Auflösung ein zur Erde abgeleitetes Metallblech, so zeigte das Electroskop keine electrische Differenz zwischen Reservoir und Platte mehr an, ein deutliches Zeichen, dass die Electrode *Pt* nur durch Influenz geladen wird.

Nähert man ferner der Auflösungsstelle einen electrischen Körper, so ladet sich sofort *Pt* mit der dem influenzirenden

1) J. Elster, Wied. Ann. 6. p. 553. ff. 1879.

Körper gleichnamigen Electricität. Demnach dürfte es keinem Zweifel unterliegen, dass die von uns gegebene Erklärung die richtige ist.

Es sei noch bemerkt, dass man sich von dem electrischen Zustande der Tropfenbahn auf der Platte leicht dadurch überzeugen kann, dass man dieselbe, unmittelbar nachdem sie vom Strahle getroffen wurde, mit *Lycopodium* bestäubt. Der durch die Tropfen electricisirte Streifen hebt sich dann deutlich ab. Ganz besonders eignet sich hierzu, ihrer dunkeln Färbung wegen, eine mit Schellack überzogene Kupferplatte.

Schwefelplatten sind ebenfalls verwendbar, wirken aber nicht so gut, höchst wahrscheinlich wegen ihres Schwefelsäuregehaltes, durch welchen das Wasser verunreinigt und die Benetzung begünstigt wird.

Bei Anwendung von nicht benetzten Pflanzenblättern an Stelle der überzogenen Kupferplatten erhält man in dem discontinuirlichen Theile des Strahles sehr hohe Werthe von positiver Electricität für die reflectirten Tropfen, von negativer Electricität für die getroffenen Oberflächen selbst; das Reservoir ist unelectrisch. Die Influenzwirkungen zeigen sich also hier nicht. Es war dies zu erwarten, da der Wachsüberzug der Blätter keine zusammenhängende, isolirende Schicht darstellt, die eine electricische Ladung zu halten imstande ist. Liegt die Auflösungsstelle des Strahles auf der Blattfläche selbst, so wird demnach auch keine Ladung beobachtet.

Das Potential E der Electrode Pt haben wir für den Fall, dass ein feiner unter einem Drucke von 10 cm Quecksilber austretender Wasserstrahl in seinem continuirlichen Theile die Platten traf, gemessen. Es fand sich bei Anwendung einer Wachsplatte gleich 580 und bei Anwendung einer Schellackplatte gleich 470 Daniell.

Sollen die in diesem Paragraph beschriebenen Versuche gelingen, so muss man darauf achten, dass die in Anwendung zu bringenden Platten nicht zufällig durch Druck oder Reibung electricisirt werden. Es empfiehlt sich daher, die Platten unmittelbar vor dem Gebrauche durch eine Gasflamme etliche mal hindurchzuführen.

§ 4. Verhalten erhitzter Körper.

Körper, an welchen durchaus keine Benetzung stattfindet, sind bis dicht unter Rothgluth erhitzte Metalle.

Befestigt man an dem Knopfe eines Goldblattelektroskopes eine Spirale aus dickem Kupferdrahte, erhitzt dieselbe durch eine darunter gestellte Flamme bis zur Rothgluth, entfernt die Flamme und richtet die Mündung des Zerstäubers gegen das heisse Metall, so nimmt dasselbe sofort eine negative Ladung E von ca. 800 D an.

Andere Flüssigkeiten, namentlich Alkohol und Aether, zeigen dieselbe Erscheinung in weit stärkerem Maasstabe. Verwendet man statt Wasser unter annähernd gleichen Versuchsbedingungen diese Flüssigkeiten, so ergibt sich für Alkohol: $E=1135 D$ und für Aether: $E=1980 D$, bei letzterem drohen die Goldblättchen häufig zu zerreißen. Auch hier ist die Ladung der Kupferspirale stets eine negative.

Schon ganz rohe Versuche zeigen, dass die Electrisirung des Metalles eine um so energischere wird, je heisser dasselbe ist. Es schien uns deshalb von Interesse, zu untersuchen, bei welcher Temperatur die Electrisirung des Wassers beginnt. Die genaue Angabe der letzteren ist äusserst schwierig, da, wenn man auch wirklich die Temperatur des erhitzten Körpers möglichst genau bestimmt, doch immer noch nicht gesagt ist, dass an der Contactstelle zwischen Wasser und Metall die nämliche Temperatur herrscht. Immerhin lässt sich aber eine ungefähre Grenze angeben, bei welcher die Electrisirung eintritt. Um diese zu bestimmen, wurde in folgender Weise verfahren: Die Kupferspirale in dem vorhin beschriebenen Versuche wurde ersetzt durch ein isolirt aufgestelltes, cylindrisches Kupfergefäss von 30 cm Höhe und 10 cm Durchmesser das, mit Leinöl gefüllt, auf ca. 300° erhitzt wurde. Gegen dasselbe wurde für einen Moment der Strahl des Zerstäubers gerichtet, der jedesmal unter demselben Drucke von 22 cm Quecksilber austrat. Vor und nach jedem Versuche wurde die Temperatur des Leinöls, nachdem dasselbe zuvor durch einen Rührer gehörig durchmischt war, abgelesen. Das Mittel aus beiden Ablesungen

dürfte annähernd die Temperatur des Leinöls während des Versuches sein. Die vom Strahl getroffene Metallfläche wurde vorher mit Smirgelpapier gereinigt.

Der Zerstäuber, aus 2 Metallröhren construirt, deren eine (für Luft) die andere (für Wasser) umschliesst, war zur Erde abgeleitet. Um Influenzen nach Möglichkeit auszuschliessen, umgaben wir die Mündung mit einem gleichfalls zur Erde abgeleiteten Cylinder aus Kupferblech von 4 cm Länge und 2 cm Durchmesser. Wie wir uns durch Vorversuche bei gewöhnlicher Temperatur überzeugten, verursachte so die Tropfensammlerwirkung bei der kurzen Dauer des zerstäubten Strahls nur eine geringe Ladung des Electrometers im Vergleich zu der bei höherer Temperatur beobachteten. Indessen bieten solche Vorversuche keine absolute Sicherheit; es ist nämlich nicht ausgeschlossen, dass während der Ausführung einer der Natur der Sache nach ziemlich lange währenden Beobachtungsreihe die Vertheilung der störenden electrischen Massen eine andere wird.

Das isolirte Kupfergefäss stand nun mit einem Quadrantelectrometer in Verbindung, in welchem 1 Daniell eine Ablenkung von 48 Scalentheilen hervorbrachte. Auf $D=100$ berechnet, ergaben sich für verschiedene Temperaturen t folgende Ablenkungen:

$t^{\circ}\text{C.}$	208	199	187	175	163	164	158,
E_{100}	sehr stark —	—420	—114	+80	+156	+196	+170.

Die Zahlen (E_{100}) geben die Electrisirung des erhitzten Gefässes durch den einmal stossweise austretenden Spray an.

Hier ist auffallend, dass bei ca. 180° ein Zeichenwechsel der Ladung stattfindet. Andere Versuche derselben Art ergaben den Eintritt des Zeichenwechsels zwischen 165 bis 180°C.

Da das Auftreten der positiven Werthe vielleicht doch noch in einer Tropfensammlerwirkung begründet sein konnte, so suchten wir diese durch folgende Methode auszuschliessen.

An einem eisernen Stativ wurde ein mit feiner, vertical nach unten gerichteter Ausflussöffnung versehenes Gefäss befestigt; unter demselben befand sich ein Löthkolben, den

wir bis zur Temperatur des schmelzenden Bleis erhitzten und leitend mit dem Tropfgefäß verbunden, während die ganze Vorrichtung auf einem Isolirschemel stand. Da Tropfgefäß und Auffangeplatte hier metallisch verbunden sind, so war jede Influenzwirkung auf die fallenden Tropfen ausgeschlossen. Solange der Löthkolben nicht erhitzt war, zeigte das Electrometer selbst bei ziemlich rascher Aufeinanderfolge der Tropfen auch nicht eine Spur electricischer Ladung an, obwohl die Tropfen vom Löthkolben herab frei zur Erde fielen. Nachdem der Kolben bis zum Schmelzpunkt des Bleis erhitzt war, wurde die Flamme entfernt und der Tropfenfall eingeleitet. Es zeigte sich sofort eine starke negative Electrisirung des Kolbens, die mit Spiegel und Scala nicht mehr zu messen war und daher mindestens 10 Daniell betrug. Die Erregung dauerte noch beim Schmelzpunkte des Zinns an, wurde aber mit zunehmender Abkühlung schwächer und schwächer, während zugleich die Dampfbildung bei jedem einzelnen Tropfen zunahm. Lösten sich die Tropfen energisch in Dampf auf, so wechselte die Ladung des Kolbens ihr Zeichen; er zeigte jetzt eine positive Ladung von ca. 5 Daniell. Mit weiter sinkender Temperatur wurde auch diese Erregung immer schwächer und schwächer und erlosch, wenn vollkommene Benetzung eintrat. Die Temperatur des Kolbens war dann soweit gesunken, dass Schwefel eben noch geschmolzen wurde, betrug also ca. 112°C .

Im wesentlichen stimmt also das Ergebniss dieses Versuches, den wir häufig mit stets demselben Erfolge wiederholten, mit dem des vorigen überein. Die Temperatur, bei welcher der Zeichenwechsel der electricischen Erregung eintritt, wird demnach vermuthlich unterhalb 180° liegen, sie fällt wahrscheinlich mit derjenigen zusammen, bei der die Bildung des Leydenfrost'schen Tropfens beginnt. Diese Vermuthung wird dadurch bestätigt, dass die Umstände, welche das Auftreten des Leydenfrost'schen Tropfens begünstigen oder hemmen, auch begünstigend oder hemmend auf die negative Electrisirung der Unterlage wirken. Eine dem Tropfenfall ausgesetzte raue Oberfläche (eine Feile) gibt schon bei relativ hoher Temperatur positive Werthe.

Wird die glatte Metallfläche des Löthkolbens durch grosse Tropfen schon positiv erregt, so wird sie wiederum negativ, wenn man den feinen Strahl eines Zerstäubers, dessen Tropfen leichter reflectirt werden und der Contactstelle weniger Wärme entziehen, darauf richtet.

Wahrscheinlich finden durch diesen Zeichenwechsel der electrischen Erregung, der mit dem Auftreten des sphäroidalen Zustandes verknüpft ist, die zum Theil einander widersprechenden Resultate anderer Beobachter ihre Erklärung, welche die Electricitätsentwicklung beim Verpuffen des Leydenfrost'schen Tropfens verschiedener Flüssigkeiten studirten. So soll nach Tate und Wanklyn¹⁾ ein Tropfen Kalilauge eine heisse Platinschale positiv electrificiren. Solange der Leydenfrost'sche Tropfen andauerte, haben wir auch in diesem Falle negative Electrification gefunden.

Es ergibt sich also, dass solange die Temperatur des Metalles unter 100° liegt, keine deutlich nachweisbare Electricitätserregung durch die fallenden Wassertropfen stattfindet. Bei zunehmender Temperatur tritt eine erst allmählich zunehmende, dann abnehmende positive Erregung ein bis zu einer noch unter 180° C. gelegenen Temperatur.

Ueber 180° C. findet bei glatter Oberfläche keine Benetzung mehr statt, und das Metall wird negativ electrisch, und zwar wächst die Ladung schnell mit der Temperatur. Ein Maximum lässt sich nicht mit Sicherheit erkennen, jedenfalls ist diese negative Erregung bei weitem kräftiger, als die vorausgehende positive. (Letztere ist bei den Versuchen mit dem Zerstäuber am Goldblattelectroskop nicht erkennbar.) Man könnte durch die zwischen 100 und 180° gefundene positive Electrification des Metalles die schon häufig ausgesprochene Vermuthung bestätigt finden, dass durch die Verdampfung an sich Electricität entwickelt werde. Brachte man ein Kupferblech isolirt in der Nähe des verdampfenden Tropfens an, und zwar so, dass es von dem bei der heftigen Verdampfung stets herumgeschleuderten, äusserst feinem Wasserstaube getroffen wurde, so zeigte sich eine wenn auch

1) G. Wiedemann, *Electricität*. 1. p. 241. 1882.

sehr schwache negative Electrisirung desselben, ein Hinweis darauf, dass man es auch hier wohl nur mit Reibungsvorgängen zu thun hat.

Tritt der Leydenfrost'sche Tropfen ein, so ist in jedem Falle das reflectirte Wasser stark positiv electrisch. Bläst man mittelst eines Zerstäubers Wasserstaub durch ein 3 cm langes und 1 cm weites, stark erhitztes Messingrohr (man führt dasselbe zweckmässig durch einen Metallschirm und hält es durch eine Gebläseflamme auf hoher Temperatur), so gibt eine in passender Entfernung von der Röhre hinter dem Schirme aufgestellte, isolirte Metallscheibe Fünkchen bis zu 1 mm Länge.

Eine Flüssigkeit wie Aether, deren Siedepunkt niedrig liegt, electrirt Körper von 30 bis 40° C. Temperatur bereits negativ, während kältere Körper positiv electrisch werden¹⁾, wenn sie an Aether eine Reibung erfahren.

Alkohol gibt bei hohen Temperaturen sehr starke negative Werthe; ein Zeichenwechsel beim Sinken derselben ist von uns nicht beobachtet worden.

§ 4. Resultate.

Fassen wir die in dieser Untersuchung niedergelegten Resultate zusammen, so ergibt sich Folgendes:

1. Richtet man den Strahl eines Zerstäubers gegen einen festen, von Wasser benetzten Körper, so ist eine etwa beobachtete Electrisirung desselben nicht ohne weiteres einer Reibung an seiner Oberfläche zuzuschreiben. Es wiegen bei dieser Versuchsanordnung die Influenzwirkungen selbst sehr kleiner electrischer Spannungen in der Umgebung vor. Selbst in dem Falle, dass die Tröpfchen die Mündung des Zerstäubers unelectrisch verlassen, muss sich die Auffangeplatte durch Influenz auf die von ihr abfliegenden Tröpfchen immer bis zum Potential der Umgebung laden.

Hieraus folgt, dass Versuche über Electricitätserregung durch Tröpfchenreibung mit der grössten Vorsicht aufzu-

1) Vgl. hierüber J. Elster u. H. Geitel, Ver. f. Naturw. Braunschweig 1886. IV. Jahresber. p. 37.

nehmen sind, wenn nicht geeignete Maassregeln getroffen wurden, die durch Influenz hervorgebrachten electromotorischen Kräfte zu eliminiren oder den Betrag der durch sie hervorgerufenen Störung zu schätzen, ein Problem, das völlig zu lösen uns bislang nicht gelungen ist.

2. An etlichen Körpern, an welchen keine Benetzung stattfindet, überwiegt nachweislich die Electricitätserregung durch Reibung die durch Influenz so bedeutend, dass der Einfluss der letzteren in den meisten Fällen unberücksichtigt bleiben kann.

Zu diesen Körpern gehören solche, deren Oberfläche mit Wachs, Schellack, Schwefel oder Fett überzogen sind. Besonders wirksam zeigten sich die Blätter gewisser Pflanzenarten.

Wie der Strahl eines Zerstäubers wirkt auch ein in Tropfen sich auflösender Wasserstrahl.

3. Ueberzieht man Metallplatten mit nicht benetzbaren Körpern, so lässt sich auch dadurch eine kräftige Electricisirung derselben herbeiführen, dass man einen äusserst feinen Wasserstrahl so über dieselben hingleiten lässt, dass die Auflösungsstelle sich über oder auf der Platte befindet. Hier tritt allerdings auch eine Tropfensammlerwirkung ein, doch misst dieselbe nur das Potential der durch Wasserreibung electricisirten Platte. Zum Gelingen dieser Versuche ist erforderlich, dass die electricisirte Schicht vorzüglich isolirt. Wenn dies nicht der Fall, wie z. B. bei den Pflanzenblättern, so findet eine Electricisirung derselben nur im discontinuirlichen Theile des Strahles statt. In allen den unter 2. und 3. angegebenen Fällen wird der geriebene Körper negativ, das Wasser also positiv electricisch.

4. Auch Körper von so hoher Temperatur, dass sich auf ihnen der Leydenfrost'sche Tropfen bildet, können durch Tröpfchenreibung lebhaft electricisirt werden. Alle Umstände, welche das Eintreten des sphäroidalen Zustandes der Flüssigkeit begünstigen, bewirken eine Steigerung der electromotorischen Kraft an der Berührungsfläche von festen Körpern und Flüssigkeitstheilchen. Dabei ist für Wasser die Electricisirung des heissen Körpers eine negative; mit

Aufhören des sphäroidalen Zustandes eine positive, und unter 110 bis 100° findet keine deutlich erkennbare Electricitätsentwicklung mehr statt.

Analog verhält sich Aether, der bei gewöhnlicher Temperatur den geriebenen Körper positiv, bei höherer negativ electrirt.

Bei Alkohol findet ein derartiger Wechsel im Vorzeichen der Ladung nicht statt.

Wolfenbüttel, im Juni 1887.

VI. Endgültige Feststellung der auf den Bergkrystallen an den Enden der Nebenaxen bei steigender und sinkender Temperatur auftretenden electrischen Polaritäten; von W. Hankel.

An den Enden der Nebenaxen der Bergkrystalle treten bei steigender und sinkender Temperatur electrische Spannungen auf, und zwar sind dieselben, wie ich durch zahlreiche Beobachtungen an einer grossen Reihe von Krystallen nachgewiesen habe, dergestalt vertheilt, dass diejenigen Enden, welche zu Kanten gehören, an denen die Flächen der trigonalen Pyramiden und Trapezoëder auftreten, beim Erwärmen negative, beim Erkalten positive Polarität zeigen, während die entgegengesetzten Enden, an denen diese Flächen fehlen, bei steigender Temperatur positiv, bei sinkender aber negativ werden.

Gerade entgegengesetzt glaubte im Jahre 1880 Hr. Friedel und dann wieder 1884 Hr. v. Kolenko die beiden Electricitäten an den Enden der Nebenaxen vertheilt gefunden zu haben, sodass also ihrer Meinung nach beim Erkalten die mit den Flächen der trigonalen Gestalten versehenen Kanten negativ, die gegenüberliegenden aber positiv wären.

Diese irrthümliche Bestimmung ist nicht etwa durch Fehler in der directen Wahrnehmung, sondern vielmehr nur durch die Deutung, welche den Beobachtungen gegeben wurde

veranlasst worden, wie ich dies schon in zwei früheren Aufsätzen¹⁾ gezeigt habe.

Hr. v. Kolenko sucht nun in einem gegen meine Erklärung seiner Beobachtungen gerichteten Aufsätze²⁾ durch neue Versuche seine Bestimmung der electrischen Pole in den Kanten des Bergkrystalles zu stützen. Ich werde jedoch zeigen, dass auch diese Versuche bei richtiger Deutung nicht das von Hrn. v. Kolenko aufgestellte, sondern ebenfalls wieder das von mir früher ausgesprochene Resultat ergeben.

Hr. v. Kolenko hat die von Hrn. Kundt angegebene Bestäubungsmethode angewendet. Dieselbe leidet aber selbst in den Fällen, wo deutliche Zeichnungen entstehen, an dem grossen Mangel, dass sie nur den zur Zeit der Bestäubung gerade vorhandenen electrischen Zustand kenntlich macht, ohne dass es möglich ist, das Entstehen und Wachsen sowie das Abnehmen und Verschwinden desselben genauer zu verfolgen. Dadurch wird aber unter Umständen, wie sie gerade der Bergkrystall darbietet, ein sicherer Schluss über die Vorgänge, welche die in der Bestäubung sichtbar gewordene electrische Vertheilung bedingen, unmöglich gemacht. Namentlich können die thermoelectrischen Vorgänge auf dem Bergkrystalle durch das Auftreten der actinoelectrischen verdunkelt und selbst längere Zeit ganz verdeckt werden.

In meiner Abhandlung vom Jahre 1880 habe ich alle Beziehungen, welche bei der Deutung der Beobachtungen auf den Bergkrystallen zu beachten sind, in ihrem ganzen Umfange aufgeführt, aber nur im Allgemeinen, indem ich glaubte voraussetzen zu dürfen, dass Jeder, der meine Bestimmungen prüfen wollte, die von mir beschriebenen Vorgänge in Betracht ziehen würde. Da dies jedoch nicht immer geschehen ist, so erscheint es mir geboten, einige Beobachtungsreihen über die auf Bergkrystallen bei steigender und sinkender Temperatur, sowie bei der Bestrahlung auftretenden electrischen Vorgänge in einer gewissen Ausführlichkeit mitzutheilen, damit ein Jeder in den Stand gesetzt werde, sogleich

1) Hankel, Wied. Ann. 19. p. 818. 1883 u. 26. p. 150. 1885.

2) v. Kolenko, Wied. Ann. 29. p. 414. 1886.

mit voller Bestimmtheit den Ursprung der in jedem Augenblicke vorhandenen electrischen Spannungen zu erkennen.

Um diese Mittheilung möglichst kurz geben zu können, will ich zunächst die in meiner Abhandlung umfänglich dargelegten electrischen Vorgänge auf den Bergkrystallen hier kurz zusammenstellen.

1. Beim Erkalten sind diejenigen Kanten des Bergkrystalles, welche die Flächen der trigonalen Gestalten tragen, positiv, die zwischen ihnen liegenden negativ.

2. Bei steigender Temperatur sind die ersteren Kanten negativ, die letzteren positiv.

3. Beim Bestrahlen durch eine Flamme oder durch Annähern oder Auflegen einer erhitzten Metallkugel zeigen die mit den Flächen der trigonalen Gestalten versehenen Kanten positive, die zwischen ihnen liegenden negative Electricität.

4. Durch ein sehr kurzes, aus einer gewissen Entfernung erfolgtes Hinblasen einer Alkoholflamme nach der electrischen Oberfläche eines warmen Bergkrystalles lässt sich diese Oberfläche in einen nur noch schwach electrischen Zustand versetzen.¹⁾

5. Durch ein längeres Hinblasen der Flamme über die Oberfläche des Bergkrystalles häuft man künstlich, infolge der actinoelectrischen Vorgänge und der Leitung der Flamme, je nach dem Gelingen des Versuches mehr oder weniger starke Electricität auf den Kanten an. Die dabei eintretenden Vorgänge habe ich in meiner Abhandlung p. 528 und in diesen Annalen²⁾ im Allgemeinen beschrieben. Es wird aber vielleicht nicht unangemessen sein, dieselben im einzelnen hier nochmals zu erläutern.

Durch Wärmestrahlung wird in den Kanten des Bergkrystalles die Actinoelectricität hervorgerufen, und zwar treten

1) Es heisst in meiner Abhandlung p. 529: „Besitz der Bergkrystall die Temperatur des Zimmers, so ist es leicht, denselben durch Anhauchen, also durch Erzeugung eines leitenden Beschlages, unelectrisch zu machen. Dagegen gibt es kein Mittel, die Oberfläche eines heissen Bergkrystalles in unelectrischen Zustand zu versetzen. Bisweilen gelingt es wohl, durch ein ausserordentlich kurzes Anblasen der Oberfläche mit der Alkoholflamme den grössten Theil der vorhandenen Electricität zu beseitigen, u. s. w.“

2) W. Hankel, Wied. Ann. '26. p. 152. 1885.

in den mit den Flächen der trigonalen Gestalten versehenen Kanten die positiven, in den zwischenliegenden die negativen Spannungen auf. Dieselben erreichen in ungefähr 40 Sekunden oder auch in noch kürzerer Zeit ihr Maximum. Sie sind dabei ganz unabhängig von der Umgebung des Krystalles und in ihrer Grösse allein durch die Intensität der Bestrahlung bedingt. Dauert diese Bestrahlung in gleicher Stärke fort, so bleibt die actinoelectrische Spannung auf gleicher Höhe.¹⁾

Hebt man die Bestrahlung auf, so verschwindet unabhängig von der äusseren Umgebung die Spannung wieder in ungefähr 40 Sekunden.

Selbstverständlich wirkt aber diese Actinoelectricität auf die in der Umgebung des Bergkrystalles befindlichen Leiter vertheilend, jedoch ohne dass letztere auf den Bergkrystall Rückwirkung auszuüben vermögen. Sind die umgebenden Leiter zur Erde abgeleitet, so verschwindet, wenn nach dem Eintritt des Maximums der Actinoelectricität die Strahlung aufgehoben wird, auch die in den Leitern gebundene entgegengesetzte Electricität. Werden dagegen die während der Strahlung zur Erde abgeleiteten Leiter vor dem Aufheben der Strahlung isolirt, so wird durch das Verschwinden der Actinoelectricität die in ihnen gebundene entgegengesetzte Electricität frei. Der Leiter kann dabei auch auf der isolirenden Oberfläche des Bergkrystalles selbst befestigt sein.

Auf der Kante eines Rauchtropases²⁾, welche oben und unten die Flächen des trigonalen Trapezoëders trägt, wurde

1) Lässt man die Beleuchtung länger einwirken, so zeigt sich (siehe p. 510 meiner Abhandlung) allmählich eine Verminderung des Ausschlags im Electrometer, welche eine Folge der eintretenden Temperaturerhöhung, also der erregten Thermoelectricität ist. Die durch Temperaturerhöhung hervorgerufene Thermoelectricität ist nämlich im Vorzeichen der Actinoelectricität gerade entgegengesetzt.

2) Es war die Kante 1, 2 des in meiner Abhandlung von 1880 beschriebenen Krystalles Nr. 15. Derselbe ist nicht einfach, sondern enthält, wie in jener Abhandlung angegeben, in der Kante 4, 5 ein Stück eines um 60° gedrehten Krystalles. Dagegen gehört die Umgebung der Kante 1, 2, sowie der Kante 2, 3 einem und demselben einfachen Individuum an.

ein Stanniolstreifen, der ungefähr die Hälfte der Länge der Kante, sowie die Hälfte der anliegenden Flächen bedeckte, mittelst Schellackfirnis aufgeklebt. Es wurde nun zuerst der Krystall mit dem auf der Kante 1, 2 befindlichen Stanniolstreifen an eine isolirte Metallkugel, welche mit dem Goldblatt des Electrometers¹⁾ verbunden war, angelegt, und der Kante 4, 5 gegenüber in einem Abstand von 83 mm ein Gasbrenner aufgestellt. Die Länge der Nebenaxe, welche die Kanten 1, 2 und 4, 5 verbindet, misst 33.2 mm; die Flamme stand also von der Kante 1, 2 um 116 mm ab. Als nach Isolirung des Goldblättchens die Flamme angezündet wurde, entstand ein positiver Ausschlag, der in weniger als 40 Sekunden das Maximum von + 48 Scalenth. erreichte. blieb das Goldblättchen isolirt, und wurde die Flamme ausgelöscht, so verschwand der positive Ausschlag in einem gleichen Zeitraum; ja er ging infolge der durch die Erwärmung der Masse auftretenden Thermoelectricität in einen schwachen negativen (- 2 Scalenth.), wie er dieser Kante entspricht, über. Wenn unter gleichmäßigem Fortbrennen der Flamme nach Eintritt des Maximums des positiven Ausschlages das Electrometer entladen und dann wieder isolirt wurde, so blieb das Goldblättchen in der Ruhelage oder ging bei längerer Bestrahlung infolge der Temperaturerhöhung der Masse des Krystalles schwach nach der negativen Seite. Wurde bald nach Erreichung des positiven Maximums das Goldblatt entladen und nach erfolgter Isolirung die Lampe ausgelöscht, so zeigte sich ein starker negativer Ausschlag; es verschwand die positive Actinoelectricität aus der Kante 1, 2, und die von ihr in dem Stanniolstreifen und der Leitung zum Electrometer gebunden gewesene negative Electricität wurde frei.

Dieselben Versuche wurden nun auch in folgender Weise ausgeführt:

Der Krystall²⁾ wurde in einem Nebenzimmer, in dem

1) Die Empfindlichkeit des Electrometers war so weit verringert, dass ein längere Zeit gestandenes Element Zink-Kupfer-Wasser bei Ableitung des einen Poles zur Erde am anderen einen Ausschlag von 15 Scalentheilen gab.

2) Der Krystall war mittelst Siegellack in aufrechter Stellung auf

oben angegebenen Abstände, einer Gasflamme 40 Secunden lang mit der Kante 4, 5 gegenüber gestellt und dann 40 Secunden nach der Entfernung von der Flamme mit dem auf der Kante 1, 2 befindlichen Stanniolstreifen an die Metallkugel des Electrometers gestellt. Das Goldblättchen zeigte keine Ablenkung. Der Krystall wurde abermals im Nebenzimmer der Gasflamme gegenübergestellt, und dabei das Stanniolblättchen mit einem durch die Gasröhren des Hauses abgeleiteten Kupferdrahte berührt. Nach 40 Secunden wurde die Ableitung aufgehoben und darauf erst der Krystall von der Flamme entfernt. Als ich jetzt den Stanniolstreifen auf der Kante 1, 2 an die Metallkugel stellte, entstand ein negativer Ausschlag von -20 Scalenth. In dem ersten Versuche hatte sich die durch die Vertheilungswirkung der positiven Actinoelectricität auf der Oberfläche geschiedene negative und positive Electricität nach dem Auslöschen der Flamme und dem Verschwinden der Actinoelectricität wieder vereinigt, während im zweiten Versuche, da die freie positive hinweggenommen, nur noch die gebundene negative geblieben war, und nach dem Verschwinden der positiven Actinoelectricität in der Krystallkante frei wurde.

Dies ist genau der Vorgang, wie er beim Ueberstreichen der Oberfläche eines Bergkrystalles mit einer Alkoholf Flamme auftritt. Wird der oben und unten die Flächen des trigonalen Trapezoëders tragenden Kante des vorliegenden Krystalles die Alkoholf Flamme genähert, so entsteht in ihr positive Actinoelectricität, die sich verstärkt, wenn die Flamme bis zur Berührung herangeführt wird. Aus der leitenden Flamme wird auf die Oberfläche der Kante und der ihr anliegenden Flächenstücke negative Electricität gezogen und daselbst durch die im Innern vorhandene positive gebunden. Zieht man nun die Flamme rasch zurück, so muss nach dem Verschwinden der positiven Actinoelectricität die auf der Oberfläche von ihr gebunden gewesene negative frei werden.

einem Metallstreifen befestigt und konnte mittelst desselben bewegt werden, ohne dass seine Oberfläche berührt worden wäre, wodurch also jede Entstehung von Reibungselectricität ausgeschlossen war.

6. Durch Druck in der Richtung der Nebenaxen werden die Kanten, welche mit den Flächen der trigonalen Gestalten versehen sind, negativ, die zwischen ihnen liegenden positiv. Beim Nachlassen des Druckes ist die Vertheilung der electrischen Polaritäten die entgegengesetzte.

7. Die Oberflächen der Bergkrystalle verhalten sich in Bezug auf ihr Isolationsvermögen bei der Temperatur des Zimmers sehr verschieden. Während einige derselben gut isoliren, findet sich auf der Oberfläche anderer eine so gut leitende Schicht condensirter Feuchtigkeit, dass wenn ein Krystall dieser letzteren Art mit einer Kante oder Fläche auf eine zur Erde abgeleitete Kupferplatte gelegt, und auf die obere Kante oder Fläche ein mit dem Goldblatt des Electrometers verbundenes Zinkstück gedrückt wird, im Electrometer ein constanter negativer Ausschlag, herrührend von einem Element Kupfer-Wasser-Zink entsteht.¹⁾ Durch Erhöhung der Temperatur des Krystalles wird die Isolirung verbessert. Sehr gut isoliren die glatten Oberflächen der Rauchtöpfe.

Ich gehe nun zur Mittheilung einiger speciellen Versuchsreihen über. Der erste in Betracht kommende Krystall ist der in meiner Abhandlung über die Actinoelectricität (1880) unter Nr. 4, der zweite der unter Nr. 15 beschriebene und abgebildete Krystall.

Krystall Nr. 4.

Die Länge der Hauptaxe des vom St. Gotthardt stammenden Krystalles beträgt 40 mm, die der Nebenaxe 24 mm, sein Gewicht 25 g. Einige Prismenflächen sind sehr glatt und glänzend, andere weniger, einzelne erscheinen rauh; dies letztere gilt namentlich von den Flächen 6 und 1.

a) Der Krystall wurde in Kupferfeilicht, das sich in einer kleinen kupfernen Schale befand, so eingesetzt, dass nur die Kante 1, 2, welche an dem oberen Ende die kleine Fläche eines trigonalen Trapezoëders trug, und die anliegenden Hälften der Flächen 1 und 2 frei daraus hervorragten. Das Kupferfeilicht sammt der Schale wog nahe 100 g.

¹⁾ Hankel, Abhandlung v. 1880. p. 512.

Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. XXXII.

Die Schale mit dem Krystall hatte 1 Stunde in einem Luftbade von 95° C. gestanden. Nach dem Herausnehmen aus demselben wurde sie neben das Electrometer gestellt, und der Mitte der Kante 1, 2 die Spitze des mit dem Goldblättchen des Electrometers verbundenen Platindrahtes mittelst eines Hebels genähert.¹⁾ Zwischen dem Herausnehmen aus dem Ofen und der ersten Beobachtung der Electricität war ungefähr 1 Minute vergangen. Das Electrometer gab einen Ausschlag -8 ; darauf nach 1 Minute -5 ; nach 1 Minute $+2$. In weiteren 7 Minuten²⁾ stieg die positive Spannung bis $+33$; nach weiteren 40 Minuten ging das Goldblättchen über die Scala hinaus bis ungefähr $+70$. Nach weiteren 67 Minuten gab die Annäherung des Platindrahtes noch $+44$ und nach weiteren 70 Minuten $+38$ Scalenth.

Die oben mit der Fläche des trigonalen Trapezoëders versehene Kante 1, 2 ist also, wie ich auch in meiner Abhandlung angegeben habe, beim Erkalten positiv. Die anfangs erscheinende schwache negative Polarität ist ein Rest der von der Erwärmung herrührenden, die jedoch innerhalb dreier Minuten von der bei der Abkühlung entstehenden überwunden wird.

b) Wurde die Schale mit dem Krystall nur 5 Minuten in den Ofen (95°) gestellt, so zeigte die Mitte der Kante 1 Minute nach dem Herausnehmen aus dem Ofen -22 , sodann in Zwischenzeiten von je 1 Minute nach einander -25 , -30 , -11 . Im Verlaufe der nächsten 4 Minuten ging der Ausschlag ins Positive $+4$ u. s. w. über. Bei diesem Versuche stieg auch nach dem Herausnehmen die Temperatur des Krystalles noch einige Zeit, sodass sogar anfangs die negative Spannung noch zunahm. Da diese negative Electricität weniger Zeit gehabt hatte, sich zu zerstreuen, so trat ihre Umkehrung in die positive erst nach ungefähr 6 Minuten ein, während sie im vorhergehenden Versuche bereits nach Ablauf der dritten Minute erfolgt war.

1) Die obenerwähnte Einrichtung ist näher beschrieben in den Abhandl. der Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. 14. p. 377 u. f.

2) Der Kürze wegen führe ich die in Zwischenzeiten von 1 bis 5 Minuten gemachten Beobachtungen nicht mit auf.

c) Der Krystall war jetzt bis auf die Kante 6, 1 und die Hälften der anliegenden Flächen 6 und 1 in das Kupferfeilicht eingesetzt. Diese Kante trägt keine trigonalen Flächen und wird also beim Erwärmen +, beim Erkalten -. Als die Schale mit dem Krystall 1 Stunde 10 Minuten im Ofen (95°) gestanden hatte, fand sich 1 Minute nach dem Herausnehmen + 4, nach weiteren 2 Minuten aber bereits - 12; diese negative Electricität erreichte in 5 Minuten eine solche Stärke, dass das Goldblättchen ganz aus dem Gesichtsfeld des Mikroskopes verschwand.¹⁾

In diesem Zustande wurde die Flamme eines in Alkohol getauchten, an einem Kupferdrahte befestigten Baumwollenbauschs aus 2—3 Zoll Entfernung gegen die Kante kurz hingeblassen, sodass wesentlich nur die Leitung der Flamme, aber noch nicht merklich ihre Strahlung zur Wirkung kommen konnte. Der Ausschlag war dann auf - 12 herabgesunken und konnte durch ein nur wenig längeres Blasen, wobei ausser der Leitung auch die Strahlung der Flamme schon zur Wirkung kam, sogar in einen positiven umgekehrt werden. Infolge der abnehmenden Temperatur trat aber wieder negative Polarität auf, die in 6 Minuten bis auf - 56 stieg. 15 Minuten nach dem Herausnehmen, wo die Temperatur des Krystalles schon beträchtlich gesunken war und die weitere Abnahme derselben langsamer erfolgte, konnten dann durch längeres Hinblasen der mehr genäherten Flamme positive Ausschläge bis + 45 und + 50 erzielt werden. Diese positive Ladung liess sich aber durch ein kurzes Hinblasen aus etwas grösserem Abstände wieder sehr verringern (+ 2) durch neues, starkes Hinblasen wieder steigern (+ 40), durch kurzes Hinblasen wieder verringern u. s. w.

Als 26 Minuten nach dem Herausnehmen aus dem Ofen die Ladung durch kurzes Hinblasen bis auf + 2 vermindert war, blieb der Krystall ruhig stehen, und infolge der noch abnehmenden Temperatur zeigte die Kante sehr bald wieder die dieser Abnahme entsprechende negative Polarität (- 7) etc.

1) Die negative Spannung auf der Kante 6, 1 ist unter gleichen Umständen beträchtlicher als die positive auf der Kante 1, 2.

d) Wird die Kante 1, 2 ebenso behandelt, so sind die Vorgänge dieselben, nur mit Umkehrung der Vorzeichen. Als z. B. diese Kante 10 Minuten nach dem Herausnehmen aus dem Ofen sehr starke positive Spannung zeigte, wurde dieselbe durch kurzes Hinblasen der Flamme bis auf $+5$ beseitigt. Dagegen wurde durch längeres, aus grösserer Nähe erfolgtes Hinblasen¹⁾ eine starke negative Spannung hervorgerufen, die durch kurzes Hinblasen fast ganz hinweggenommen, durch neues, längeres Blasen aber wieder hervorgerufen wurde u. s. w.

e) Der Krystall, von welchem die Kante (6, 1) aus dem Kupferfeilicht hervorragte, war 50 Minuten in dem Ofen bis 95° erhitzt worden. Die unter dem Ofen brennende Lampe wurde dann ausgelöscht und der Krystall im Ofen stehen gelassen, bis die Temperatur im Innern desselben auf 62°C . gesunken war. Als nun der Krystall herausgenommen wurde, zeigte die Mitte der Kante gleich die der Abkühlung entsprechende negative Spannung -14 , die bei weiterem Abkühlen bis -56 stieg.

f) Der Krystall war durch Siegelack in verticaler Stellung seiner Hauptaxe auf einer Metallplatte befestigt. Die Kante 1, 2 wurde an eine mit dem Electrometer verbundene Metallkugel von 18 mm Durchmesser angelegt, und auf die Kante 4, 5 mittelst eines Hohlspiegels von 20 cm Oeffnung und 12 cm Brennweite das Bild der Flamme eines Gasbrenners geworfen.²⁾ Nach dem Anzünden der Lampe entstand ein positiver Ausschlag von $+8$ Scalenth., der in weniger als 30 Sekunden sein Maximum erreichte. Wurde jetzt das Electrometer entladen, dann wieder isolirt und sodann die Flamme ausgelöscht, so erzeugte

1) Bleibt man nach dem stärkeren Blasen noch einige Zeit mit der Flamme in der Nähe des Krystalles, so leitet man durch dieselbe, weil die Actinoclectricität rasch verschwindet (p. 513 meiner Abhandlung), wieder einen grossen Theil der frei werdenden negativen Polarität ab. Am besten ist es, um den eben genannten Uebelstand möglichst auszuschliessen, die Flamme einige Sekunden auf die Kante hinzublasen und das Blasen dann plötzlich so zu verstärken, dass die Flamme augenblicklich verlöscht.

2) Die Flamme stand hinter einem Metallschirme, sodass sie auf den Krystall keine ableitende Wirkung ausüben konnte.

die nun freiwerdende negative Electricität einen Ausschlag von -8 Scalenth. Wurde nach Eintritt des positiven Maximums das Electrometer entladen und wieder isolirt, so zeigte sich, wenn die Flamme ruhig in ihrer Stärke weiter brannte, nach und nach ein negativer Ausschlag infolge der durch die Erwärmung der Masse auftretenden Thermoelectricität.

g) Wurde die Kante 6, 1 denselben Versuchen unterworfen, so erschien beim Bestrahlen ein Ausschlag -12 , der in weniger als 30 Secunden sein Maximum erreichte. Nach Entladung und neuer Isolirung des Electrometers entstand nach dem Auslöschen der Flamme ein Ausschlag von $+12$ Scalenth. Wurde nach Eintritt des negativen Maximums das Electrometer entladen und wieder isolirt, so entstand bei in gleicher Stärke fortbrennender Flamme, infolge der durch die Erwärmung der Masse des Krystalles auftretenden Thermoelectricität, ein positiver Ausschlag, der in 3 Minuten bis $+16$ stieg.

h) Wurde der Mitte der Kante 1, 2 des im Kupferfeilicht liegenden Krystalles eine an den mit dem Electrometer verbundenen Platindraht angeschraubte, bis über 100° erhitzte kupferne Kugel genähert, so entstand infolge der Actinoelectricität ein Ausschlag $+19$. Wurde in der genäherten Stellung die Kugel entladen und nach der Isolirung ohne Reibung auf die Kante niedergelassen, so erschien ein Ausschlag $+37$. Nachdem in dieser Lage die Kugel abgeleitet und wieder isolirt worden, entstand infolge der Erwärmung ein thermoelectrischer, negativer Ausschlag, der in 4 Minuten bis -33 stieg, u. s. w.

i) Im Vorstehenden wurde die Thermoelectricität meistens nur während der Periode des Erkaltens beobachtet; man kann dieselbe aber auch bei steigender und sinkender Temperatur untersuchen.

Neben dem Electrometer stand ein kleiner eiserner Ofen, der oben eine schüsselförmige Vertiefung zur Aufnahme von Eisenfeilicht trug. Im Innern des Ofens brannte die kleine Flamme einer Alkohollampe. Der Schornstein war durch eine Oeffnung in der den Apparat umgebenden Metallhülle aus Messingblech geführt, um jeden Einfluss der Verbren-

nungsgase auszuschliessen. Der Krystall wurde so in das Eisenfeilicht¹⁾ eingesetzt, dass nur die Kante 1, 2 und die angrenzenden Theile der Flächen 1 und 2 frei waren. Neben dem Krystall, etwas entfernt von ihm, stand in dem Eisenfeilicht das cylindrische Gefäss eines Thermometers.

Da durch die Flamme der Boden der Schale und die anliegenden Eisenfeile stärker erhitzt werden, so ist, wie bei dem Versuche mit der erhitzten Kugel, eine actinoelectrische Wirkung zu erwarten, und es tritt dieselbe auch in der That ein. Bereits nach 3 Minuten erschien auf der Kante 1, 2 ein positiver Ausschlag +1, der in weiteren 8 Minuten bis +4 stieg (Thermometer zeigte 84°), wobei die positive Actinoelectricität die negative Thermoelectricität überwand. Erst nach weiteren 3 Minuten (94°) wurde der Ausschlag negativ -3, der in weiteren 7 Minuten (125°) bis -15 stieg, und dann allmählich wieder abnahm -6 (151°). Nach dem Auslöschen der Flamme bestand dieser negative Ausschlag noch fort, nahm allmählich ab und ging 16 Minuten nach dem Auslöschen (95°) in einen positiven über, der 57 Minuten nach dem Auslöschen auf +46, und nach weiteren 30 Minuten bis +57 stieg.

k) Wurde der Krystall mit der Kante 4, 5 in eine in einem Metallklotz befindliche Rinne, deren Seitenwände unter 120° zusammenstiessen, gelegt, und auf die oben befindliche Kante 1, 2 mittelst einer 20 mm langen, mit dem Electrometer verbundenen Zinnplatte ein Druck von 2 kg ausgeübt, so entstand ein Ausschlag von -30.²⁾ Das Nachlassen des Druckes gab einen gleich grossen positiven Ausschlag.

l) Wurde die Kante 6, 1 in gleicher Weise behandelt, so entstand beim Druck ein positiver Ausschlag +32, beim Nachlassen des Druckes ein gleich grosser negativer.

Krystall Nr. 15.

Wegen des geringeren Isolationsvermögens bot der vorhergehende Krystall weniger Veranlassung zu irrthümlicher

1) Die Menge desselben betrug über 300 g.

2) Die Empfindlichkeit des Electrometers war nur so gross, dass die Spannung an den Polen eines Elementes Zink-Kupfer-Wasser 15 Scalentheile betrug.

Auffassung; in viel höherem Grade ist dies jedoch bei dem jetzt zu untersuchenden der Fall. Der Krystall, ein Rauchtopas aus dem Maderaner Thal, ist in meiner Abhandlung von 1880 unter Nr. 15 behandelt und abgebildet, auch oben bei den p. 95 beschriebenen Versuchen benutzt worden. Die Länge der Hauptaxe des am unteren Ende verbrochenen Krystalles beträgt 80 mm, die Länge der Nebenaxen 35 mm.

a) Der Krystall, der 125 g wog, war in einem kupfernen Kasten, welcher gegen 300 g Kupferfeilicht enthielt, in dieses letztere so eingesetzt, dass nur die Kante 2, 3 nebst den Hälften der anliegenden Flächen 2 und 3 frei blieben. Die Kante 2, 3 trug keine Flächen trigonaler Gestalten¹⁾, wird also thermoelectrisch beim Erwärmen positiv und beim Abkühlen negativ. Die Oberfläche dieses Krystalles isolirt sehr gut.

Der in das Kupferfeilicht eingesetzte Krystall hatte 2 Stunden in dem Ofen (95° C.) gestanden. Nach dem Herausnehmen fand sich auf der Mitte der Kanten eine so starke positive Spannung, dass das Goldblättchen des Electrometers bei Annäherung des Endes des Platindrahtes ganz aus dem Gesichtsfelde des Mikroskopes verschwand. Dieselbe war eine Folge der Erwärmung, und bei dem guten Isolirungsvermögen in der bezeichneten Stärke erhalten. Dass diese positive Spannung nicht der Abkühlung angehörte, ergaben sofort die Beobachtungen in den nächstfolgenden Minuten; es nahm nämlich diese positive Spannung infolge der durch die beginnende Abkühlung entstehenden negativen allmählich ab. 3 Minuten nach dem Herausnehmen betrug sie nur noch +60, nach weiteren 2 Minuten +45, . . .; 16 Minuten nach dem Herausnehmen +16²⁾; erst 28 Minuten nach dem Herausnehmen, wo die äussere Wand des Kastens noch ungefähr 45° warm war, erschien die Kante unelectrisch. Bei weiterer Abkühlung entstand nun ein negativer Ausschlag, wie er der Erkaltung entspricht; eine Stunde nach dem Herausnehmen

1) Dagegen fanden sich solche auf den beiden benachbarten Kanten 1, 2 und 3, 4.

2) Bei der grossen Menge des Kupferfeilichts erfolgte die Abkühlung nur langsam, sodass zu dieser Zeit die äussere Wand des Kastens noch heiss war.

betrug dieselbe -11 . Die negative Spannung konnte nicht stark hervortreten, da sie zum allergrössten Theil zur Ueberwindung der noch vom Erwärmen herrührenden positiven verbraucht wurde.

b) Der Krystall hatte länger als 1 Stunde im Ofen gestanden, und nach dem Herausnehmen gab die Mitte der Kante 2, 3 einen positiven Ausschlag, bei welchem das Goldblatt aus dem Gesichtsfeld des Mikroskopes hinausging. Durch kurzes Abblasen mit der Flamme wurde derselbe auf $+15$ vermindert. Jetzt trat bereits 3 Minuten nach dem Herausnehmen aus dem Ofen die Umkehrung ein, und nach weiteren 25 Minuten betrug der negative Ausschlag mehr als -60 Scalenth.

c) Der Krystall war so in das Kupferfeilicht eingehüllt, dass nur die Kante 1, 2 nebst den anliegenden Hälften der Flächen 1 und 2 frei blieb. Die Kante 1, 2 trägt oben und unten die Fläche eines trigonalen Trapezoëders, wird also beim Erkalten positiv. Nachdem der Krystall 2 Stunden im Ofen (95°) gestanden, wurde die Lampe unterhalb desselben ausgelöscht, und der Kasten mit dem Krystall blieb in dem verschlossenen Ofen stehen, bis die Temperatur im Innern des Ofens auf 72° C. gesunken war. Als jetzt der Krystall herausgenommen wurde, zeigte er noch eine so starke von der Erwärmung herrührende negative Electricität, dass das Goldblättchen aus dem Gesichtsfelde ging. Diese negative Spannung nahm dann ab; eine Umkehrung in die positive trat erst 31 Minuten nach dem Herausnehmen aus dem Ofen ein. Nach Verlauf von weiteren 40 Minuten war dieselbe bis $+11$ gestiegen.¹⁾

1) Hr. v. Kolenko hat zu seinen in 29. p. 416 dieser Annalen mitgetheilten Versuchen auch vier Rauchquarze verwendet und dieselben gerade so behandelt, wie dies bei der obigen Beobachtung mit der Kante 1, 2 geschehen. Diese letztere zeigte aber, dass unter den gegebenen Umständen noch die von der Erwärmung herrührende Electricität in sehr bedeutendem Grade vorhanden ist und also die Farbenzeichnung bei der Bestäubung bedingt. Die von Hrn. v. Kolenko gefundene Vertheilung der Farben rührt also nicht von der durch Erkalten entstehenden Electricität her, sondern entspricht vielmehr der bei der Erwärmung auftretenden.

d) Der Krystall war in derselben Weise wie unter c) in das Kupferfeilicht eingesetzt und hatte 50 Minuten im Ofen (95°) gestanden. Sogleich nach dem Herausnehmen zeigte die Mitte der Kante 1, 2 eine so grosse negative Electricität, dass das Goldblättchen nach der negativen Seite ganz aus dem Gesichtsfeld verschwand. Ein sehr kurzes Hinblasen der Alkoholflamme verringerte diese starke negative Spannung auf -18 ; ein nochmaliges auf -10 . Infolge der Erkaltung nahm diese negative Polarität allmählich weiter ab und ging dann in die positive über, welche während 12 Minuten bis auf $+25$ stieg. Als dann weiterhin die positive Spannung bis $+43$ gestiegen war, wurde nach einem kurzen Hinblasen der Flamme die Spannung -3 , nach längerem Hinblasen -28 , nach nochmaligem längeren Hinblasen -70 , nach einem kurzen Hinblasen -20 , nach nochmaligem kurzen Hinblasen -6 beobachtet u. s. w.

Man kann also nach Belieben durch längeres oder kürzeres Hinblasen der Alkoholflamme auf der Kante 1, 2 des fast ganz erkalteten Krystalles starke negative Electricität anhäufen und wieder entfernen.

e) Der Krystall wurde mit der Fläche 5 auf einen Metallstreifen aufgekittet, sodass er mittelst desselben ohne Berührung seiner Oberfläche transportirt werden konnte. Dabei lag also die Fläche 2 oben, und die Kanten 1, 2 und 2, 3 konnten abwechselnd untersucht werden. Nachdem der Krystall $2\frac{1}{2}$ Stunde im Ofen (95°) gestanden, zeigte sogleich nach dem Herausnehmen die Kante 1, 2 eine so starke negative und die Kante 2, 3 eine so starke positive Electricität, dass das Goldblättchen ganz aus dem Gesichtsfeld hinausging. Durch kurzes Hinblasen der Alkoholflamme wurden diese Spannungen beseitigt, und nach ungefähr 30 Minuten zeigte die Kante 1, 2 $+60$ und die Kante 2, 3 -65 .

Ich habe diesen Versuch besonders aufgeführt, weil bei ihm der ganze Krystall mit Ausnahme der auf dem Metall liegenden Fläche 5 sich frei in der Luft befand. Die Resultate waren dieselben, als zuvor, wo nur eine Kante aus dem Kupferfeilicht herausragte.

f) Der Krystall wird durch Strahlung stark actino-

electrisch. Als der Krystall Nr. 15 in gleicher Weise wie Nr. 4 (unter c) durch eine Flamme bestrahlt wurde, während die Kante 1, 2 an der metallenen Kugel stand, so erzeugte die Bestrahlung in 40 Secunden einen Ausschlag von +40, der nach dem Auslöschen der Lampe in nahe gleichem Zeitraum wieder verschwand.

g) Als der Krystall in Kupferfeilicht von der Temperatur des Zimmers stand, wurde der Mitte der frei hervorragenden Kante 2,3 eine an dem Hebel (s. p. 98) befestigte und mit dem Goldblättchen des Electrometers verbundene Kugel genähert. Es entstand kein Ausschlag. Darauf wurde die Kugel über 100° erhitzt und genähert; es wurde jetzt ein Ausschlag -35 beobachtet. Als die Kugel langsam und ohne Reibung auf die Kante aufgelegt wurde, erreichte die negative Spannung eine solche Höhe, dass das Goldblatt ganz aus dem Gesichtsfeld verschwand. Die Kugel blieb liegen, wurde in dieser Lage durch Berührung mit einem Kupferdrahte abgeleitet und dann wieder isolirt. In den nächsten Minuten entstand durch die Erwärmung der Kante ein thermoelectrischer positiver Ausschlag, der allmählich bis +50 stieg.

h) Ich schliesse mit einem Versuche, der zeigen wird, dass selbst über eine Stunde fortgesetztes Beobachten eines sich erwärmenden Bergkrystalles zu irrigen Resultaten führen kann, wenn nicht die sämtlichen Vorgänge, welche Electricität zu erzeugen vermögen, sorgfältig in Betracht gezogen werden.

Der Krystall wurde in das Eisenfeilicht des kleinen, neben dem Electrometer befindlichen Ofens (s. p. 98) so eingesetzt, dass nur die Kante 1,2 und die Hälften der anliegenden Flächen aus demselben hervorragten. Der Mitte der Kante wurde von Minute zu Minute die Spitze des Platindrahtes genähert und der Ausschlag am Electrometer beobachtet.

Die folgende Tabelle enthält einen übersichtlichen Auszug aus diesen Beobachtungen. In der ersten Columnne stehen die Zeiten, in der zweiten die Temperaturen, welche ein neben dem Krystall im Eisenfeilicht eingesetztes Thermometer

angab, während in der dritten sich die am Electrometer beobachteten Ausschläge finden.

Zeit	Temp.	Ausschl.	Zeit	Temp.	Ausschl.	Zeit	Temp.	Ausschl.
8 ^h 22 ^m 1)	16°	0	8 ^h 58 ^m	110°	+15	9 ^h 36 ^m	97°	- 2
23	16	+ 7	9 3	118	+ 9	37	94	+ 2
24	16	+21	8	125	+ 3	38	90	+ 7
25	17	+40	13	133	- 1	9 54	60	+50
26	19	+52	18 ²⁾	139	-18	10 22	35	+77
27	22	+70	19	141	-48	10 47	27,5	+78
28	25	+90	20	140	-55	11 20	23	+76
35	51	+73	22	138	-52	11 43	22	+73
37	59	+70	24	133	-45	12 0	21,5	+73
40	70	+63	26	126	-40	12 18	21	+70
43	77	+53	29	116	-35	2 15	21	+52
48	90	+43	32	107	-20	2 40	21	+50
53	100	+28	35	99	- 6	3 10	21	+48

In der vorstehenden Tabelle erscheint also die Kante 1,2 fast während der ganzen Zeit des Brennens der Lampe positiv, wird dann nach dem Auslöschen der Lampe stark negativ und geht zuletzt wieder ins Positive über.

Die erste positive Electricität von 8^h 22^m bis 9^h 8^m ist Actinoelectricität, welche durch das auf dem Boden der Schale liegende stark erhitzte Eisenfeilicht in der Kante 1,2 hervorgerufen wird. Dass diese Electricität nicht der beim Erwärmen der Masse entstehenden Thermoelectricität entspricht, ist sofort aus dem Umstande ersichtlich, dass sie zwischen 8^h 28^m und 8^h 35^m ein Maximum erreicht und dann trotz fortsteigender Temperatur abnimmt. Diese Abnahme entsteht dadurch, dass die Temperatur der Masse des Krystalles im Ganzen sich erhöht; infolge dessen wird die positive actinoelectrische Wirkung geringer, während die negative, thermoelectrische wächst. Die actinoelectrische überwiegt aber noch bis 9^h 8^m. Nach dem Auslöschen der Lampe, wobei die Thür des Ofens offen blieb, und der Boden der Schale erkaltete, stieg dann die von der Erwärmung herrührende, negative Thermoelectricität in 2 Minuten bis -55.

1) Lampe mit kleiner Flamme angezündet.

2) Lampe ausgelöscht.

Durch die Abnahme der Temperatur der Krystallmasse wird aber die der Abkühlung entsprechende, positive Electricität hervorgerufen. Infolge dessen vermindert sich die noch von der Erwärmung herrührende negative Polarität und wird 9^h 37^m ganz neutralisirt. Nun erst tritt die positive Polarität der Abkühlung immer mehr hervor und ist bei dem guten Isolirungsvermögen des Krystalles noch nach 5¹/₂ Stunden in beträchtlichem Grade auf der unberührten Kante 1,2 vorzufinden.

**VII. Ueber die Beziehung der electricischen
Leitungsfähigkeit des Selen zum Lichte;
von S. Kalischer.**

Das Selen gilt als ein Körper, dessen electricische Leitungsfähigkeit im Lichte besser ist als im Dunkeln. Allein eine auffällige Erscheinung, die sich mir bei einer der vor kurzem¹⁾ beschriebenen Selenzellen darbot, führte mich zu dem Resultate, dass der obige Satz in seiner Allgemeinheit nicht richtig ist, dass vielmehr das Selen in einer bisher nicht bekannten Modification existirt, deren Minimum der Leitungsfähigkeit nicht im Dunkeln liegt. Die erwähnte Erscheinung bestand darin, dass wenn die im zerstreuten Tageslichte befindliche Selenzelle, deren Electroden Kupferdrähte bildeten, momentan durch intensives Licht beleuchtet wurde, wodurch ein starker, Abnahme des Widerstandes anzeigender Ausschlag des Galvanometerspiegels eintrat, derselbe sich bald darauf umkehrte und nach Abblendung der Lichtquelle in kurzer Zeit weit über die ursprüngliche Ruhelage hinausging, die Selenzelle also schlechter leitete als vor der Einwirkung des Lichtes. Eine genauere Untersuchung ergab nun, dass intensives Licht regelmässig eine momentane Abnahme des Widerstandes zur Folge hatte, dass aber unmittelbar darauf,

1) Kalischer, Wied. Ann. 31. p. 102. 1887.

wenn die Einwirkung des Lichtes fort dauerte, eine Zunahme des Widerstandes stattfand, welcher erst im Dunkeln ganz allmählich seinen ursprünglichen Werth wieder annahm. Das Licht bewirkte also eine vorübergehende Verschlechterung der Leitungsfähigkeit derart, dass das Selen im Dunkeln besser leitete als im Lichte. Die Rückkehr des Galvanometerspiegels nach Abblendung des Lichtes in die ursprüngliche Ruhelage erfolgte stets viel langsamer, als die Abweichung aus derselben unter Einwirkung des Lichtes und wurde daher seltener völlig abgewartet. Es erscheint auch recht bemerkenswerth, dass die Rückkehr in die Nullage nicht unmittelbar nach der Abblendung des Lichtes erfolgte, sondern die Ausweichung nach derselben Seite hin dauerte auch im Dunkeln noch ganz kurze Zeit fort, es fand also eine weitere Zunahme des Widerstandes im Dunkeln statt, ehe die Umkehr eintrat. Es liegt demnach hier gleichzeitig eine „Nachwirkung des Lichtes“¹⁾ im entgegengesetzten Sinne vor, als in der oben erwähnten Abhandlung beschrieben worden ist.

Bei den Versuchen war der Widerstand der Selenzelle, welche sich in einem Kästchen mit Klappdeckel befand, vermittelt der Wheatstone'schen Drahtcombination im Dunkeln ausgeglichen worden, ehe die Lichteinwirkung stattfand. Aus den auf diese Weise angestellten, sehr zahlreichen Beobachtungen greife ich willkürlich einige Versuchsreihen heraus, um das, was ich in dieser Abhandlung mitzutheilen habe, zu begründen.

In den folgenden Tabellen zeigen wachsende Zahlen Abnahme des Widerstandes, abnehmende dagegen Zunahme desselben an.

1) Im Begriffe, diese Arbeit dem Druck zu übergeben, erhalte ich durch die Freundlichkeit des Hrn. N. Hesehus in Petersburg Kenntniss von einer von demselben bereits 1884 veröffentlichten Abhandlung (Exn. Rep. d. Phys. 20. p. 490), worin die von mir in diesen Annalen beschriebene Erscheinung nicht bloß eingehend erörtert, sondern auch mit demselben Namen belegt ist. Es bleibt mir nur übrig, mein Bedauern auszusprechen, dass diese Abhandlung mir entgangen ist, da durch dieselbe die zweite Hälfte meiner oben citirten Arbeit überflüssig gewesen wäre, welche somit nur als eine völlig unabhängig von Hrn. Hesehus gefundene Bestätigung seiner eigenen älteren Beobachtungen gelten kann.

Nullpunkt 435.

Nach Minuten	0	1	2	3	5	10	14	17,25
Ablenkung in hellem Tageslicht .	442	427	414	402	—	—	—	—
„ im Dunkeln	395	398	403	406	412,5	424	431	435

Nullpunkt 438.

Nach Minuten	0	1	2	3	5	10	15
Ablenkung in hellem Tageslicht .	446	429	410	396	—	—	—
„ im Dunkeln	382	384	—	394	399	410	417

Nach Minuten	20	25	31	37	40	45
Ablenkung in hellem Tageslicht .	—	—	—	—	—	—
„ im Dunkeln	422	426	429	431	433	433

Während hiernach intensiveres Licht momentane Abnahme und bald darauf Zunahme des Widerstandes zur Folge hat, bewirkt schwächeres Licht sofortige Zunahme desselben, wie folgende Tabellen zeigen.

Nullpunkt 422.

Nach Minuten	0—0,5	1	2	3	4	5	7	10
Ablenkung in schwachem Tageslicht	335	300	260	229	213	196	—	—
„ im Dunkeln	207	213	236	256	286	—	292	315

Nullpunkt 416.

Nach Minuten	0—1	2	3	5	7	10	12	15
Ablenkung in schwachem Gaslicht	232	236	214	185	171	158	153	145
„ im Dunkeln	149	168	182	201	215	229	238	248,5

Nach Minuten	18	20	23	25	30	32	35
Ablenkung in schwachem Gaslicht	137	130	127	127	—	—	—
„ im Dunkeln	257	262	268	271	280	283,5	288

Die in der letzten Tabelle wiedergegebenen Beobachtungen wurden Abends in einem durch einige Gasflammen mässig erhellten Zimmer gemacht. Die Versuche wurden übrigens auch in der Art variirt, dass nicht bloß während der Widerstand der Selenzelle einen constanten Werth hatte, sondern auch während er im Dunkeln allmählich zu seinem

ursprünglichen Werthe zurückkehrte, Licht auf dieselbe auf-
fiel; stets nahm der Widerstand unter Einfluss des Lichtes zu.

Ganz analog dieser verhielt sich eine andere Selenzelle,
deren Electroden aus Kupfer-Messingdrähten bestanden. Fol-
gende Tabellen mögen zum Nachweis dieses Verhaltens
dienen.

Nullpunkt 444.

Nach Minuten	0	1	2	3	4	5	6	8 ¹⁾	30	40	42
Ablenkung in hellem Tageslicht . . .	455	416	394	—	362	—	—	—	—	—	—
Ablenk. im Dunkeln	348,5	353,5	360	366	—	373,5	377,5	382	418,5	426,5	428

Nullpunkt 422.

Nullpunkt 433.

Nach Minuten	0-1	2	3	5,5	6	0-1	2	3	5	10	16
Ablenkung in schwa- chem Tageslicht .	327	—	—	—	—	347	325	312	—	—	—
Ablenk. im Dunkeln	372	392	401	418	422	343	373	383	406	426	433

Nullpunkt 417.

Nach Minuten	0-1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ablenkung in schwa- chem Gaslicht . .	318	293	277	265	265	—	—	—	—	—
Ablenk. im Dunkeln	307	331	—	340	349	360	367	368	372	377

Um eine Vorstellung von der Grösse der Widerstands-
änderung unter dem Einflusse des Lichtwechsels zu geben
diene Folgendes. Der Widerstand der Selenzelle war im,
Dunkeln zu 1879,2 S.-E. gefunden. Als nur schwaches Tages-
licht auffiel, war:

Nach Minuten	2	4	6	9	10
Widerstand im Tageslicht . . .	1957	2012,5	2043,2	2090,6	—
„ „ Dunkeln	2166,6	2124,6	2102,8	—	2083,3

Nach Minuten	13	15	18	23	33
Widerstand im Tageslicht . . .	2110,96	—	2136,4	2156	2210
„ „ Dunkeln	—	2056,8	—	—	—

1) Hier wurde der Strom 21 Minuten lang unterbrochen, sonst aber
alles ungeändert gelassen.

In einer anderen Versuchsreihe war der Widerstand im Dunkeln 1921 und zeigte folgende Aenderungen:

Nach Minuten	0,5	1	2	3	5	10	29,5	30
Widerstand im Tageslicht	—	2077,3	2145,5	2169,7	2243,4	2270	2349	—
Widerst. im Dunkeln	2305,8	—	2247,2	—	2179,5	2110,9	—	2049,7

Das Selen in der hier vorliegenden Modification verleugnet jedoch seine sonst bekannte Natur nicht völlig, insofern es für beide Zellen eine gewisse mittlere Lichtstärke gibt, unter deren Einfluss der Widerstand constant kleiner ist als im Dunkeln. Dieselbe konnte vermittelt einer leuchtenden Bunsenflamme hergestellt werden, die in dem sonst dunkeln Zimmer in der Nähe der Selenzellen angebracht war. Durch Variiren der Entfernung der Lichtquelle konnte bald Zunahme, bald Abnahme des Widerstandes erzielt werden. Die Wärmewirkung war hierbei durch Zwischenschaltung einer Alaunlösung möglichst ausgeschlossen.

Eine dritte Selenzelle, deren Electroden aus Messingdrähten bestanden, zeigte nur bei einer äusserst schwachen Beleuchtung einen grösseren Widerstand als im Dunkeln, nämlich unter Einfluss einer sehr kleinen, in mehr als $\frac{1}{2}$ m Entfernung aufgestellten Bunsenflamme, während sie sich jeder stärkeren Lichtquelle gegenüber normal verhielt.

Keine andere meiner Selenzellen, obwohl sie nach demselben, früher beschriebenen Verfahren¹⁾ hergestellt waren, wie die drei hier erwähnten, zeigte das merkwürdige, im Vorstehenden mitgetheilte Verhalten, sondern alle verhielten sich in bekannter Weise gegen das Licht.

Ich bin gegenwärtig nicht in der Lage, den Gegenstand weiter zu verfolgen, aber ich wollte nicht unterlassen, wenigstens die Thatsachen mitzuthellen, vielleicht regen sie andere zu weiteren Untersuchungen an. Insbesondere wäre zu ermitteln, ob die Natur der Electroden einen Einfluss auf das bisher unbekannte Verhalten des Selens ausüben, da die Electroden der anderen normal gegen das Licht sich verhaltenden Selenzellen aus

1) Kalischer, Wied. Ann. 31. p. 103. 1887.

Drähten von Zink, Kupfer-Zink und Kupfer-Platin gebildet waren.

Die hauptsächlichsten hier mitgetheilten Beobachtungen wurden bereits im December vorigen Jahres gemacht. Mit der Zeit hat sich sowohl die Lichtempfindlichkeit, als auch der Widerstand erheblich verringert.¹⁾ Der Widerstand der zuerst genannten Zelle betrug, als die Versuche begonnen wurden, im Dunkeln 734 S.-E., am 6. Januar dieses Jahres 519, am 28. Februar 240 und ist gegenwärtig nur 93 S.-E. Ihr Verhalten gegen das Licht hat sich auch insofern geändert, als die Grenzen der Lichtstärke, innerhalb deren während der Dauer der Lichtwirkung der Widerstand ein Minimum erreicht, etwas andere geworden zu sein scheinen. Die Lichtintensität, bei welcher dies eintritt, ist grösser als früher.

Der Widerstand der aus Kupfer-Messingdrähten bestehenden Zelle war bei Beginn der Versuche 2012 S.-E., am 6. Januar dieses Jahres 1441, am 28. Februar 167 und beträgt gegenwärtig nur etwa 4 S.-E.

Endlich betrug der Widerstand der an dritter Stelle genannten Selenzelle bei Beginn der Versuche 24816 S.-E., am 6. Januar 20333, am 7. Februar 9798, am 28. Februar 6036 und beträgt gegenwärtig nur 235 S.-E. Ihr Verhalten gegen das Licht hat sich dem der beiden anderen Selenzellen allmählich genähert. Zerstreutes Tageslicht bewirkt Zunahme des Widerstandes, während ein Minimum desselben bei einer mittleren Lichtstärke, die durch eine leuchtende Bunsenflamme herzustellen ist, erreicht wird.

Phys. Inst. d. Univ. Berlin, Anfang Juni 1887.

1) Vgl. Kalischer, l. c. p. 104.

VIII. *Electrolytische Metallabscheidung
an der freien Oberfläche einer Salzlösung;
von Dr. J. Gubkin.*

(Hierzu Taf. I Fig. 3—5.)

§ 1. Tritt ein electricischer Strom aus einer Salzlösung in eine Dampf- oder Gasatmosphäre über, so muss an der Oberfläche der Flüssigkeit electrolytisch Metall abgeschieden werden. Auf Vorschlag von Hrn. Warburg habe ich einige Versuche darüber angestellt, wie in solchen Fällen die Metallabscheidung vor sich geht.

§ 2. Am besten macht man den Raum über der Flüssigkeit luftleer. Es wurde dazu eine Fig. 3 dargestellte, mit zwei eingeschmolzenen Platindrähten *B* und *C* versehene Glaszelle benutzt; *B* war galvanisch mit dem Metall verbunden, dessen Salzlösung man electrolysiren wollte. Die Flüssigkeit wurde bis zu *D'E'* eingefüllt und etwa 10 Min. lang im Sieden erhalten, bis ihre Oberfläche 4—5 mm unter der Spitze des Drahtes *C* lag. Während der Dampf bei *F* ausströmte, wurde dieses Ende mit Siegellack verschlossen und nach dem Erkalten bei *A* abgeschmolzen. Die abgeschmolzene Zelle erwies sich genügend luftleer.

Um den Dampfdruck in der Zelle herabzusetzen, wurde der untere Theil derselben in Eis gestellt, der obere Theil durch Anwärmen von anhängender Flüssigkeit befreit.

Mit *B* wurde der Kupfer-, mit *C* der Zinkpol eines 1000gliedrigen Planté'schen Accumulators verbunden; *C* bedeckte sich dann in bekannter Weise mit negativem Glimmlicht.

§ 3. Als die Zelle salpetersaures Silber enthielt, wurde Folgendes beobachtet. Kurze Zeit nach Schluss des Stromes erschien gerade unter der Kathode *C* eine kleine runde Scheibe von hellglänzendem Silber. Indem sich deren Durchmesser vergrößerte, schwärzte sie sich in der Mitte, und bald bildete sich eine Reihe heller und dunkler concentrischer Ringe aus, die manchmal gefärbt erschienen; einige von ihnen zeigten radiale Zeichnungen und erhielten dadurch das Aussehen eines getheilten Kreises.

Die Scheibe sinkt nicht unter, wenn der Apparat vor Erschütterungen bewahrt bleibt.

§ 4. Enthält die Zelle Zinkvitriollösung, so sieht man kein Metall sich abscheiden. Betrachtet man aber die Oberfläche *DE* von unten, so bemerkt man, dass von der Oberfläche *DE* weisse Flocken von Zinkoxyd langsam in der Flüssigkeit hinabsinken. Das durch den Strom primär ab abgeschiedene Zink wird daher in diesem Falle sogleich oxydirt.

§ 5. Mit Platinchloridlösung wurde der Versuch in dem Apparat Fig. 4 gemacht; über *B* sammelt sich hier das Chlor.

Kurze Zeit nach Schluss des Stromes wird *C* gegenüber ein matt schwarzes Platinstückchen sichtbar. Unterbricht man den Strom, so schwimmt dasselbe gegen die Wand des Gefässes; schliesst man den Strom wieder, so stellt es sich sogleich an den Ort, an welchem es gebildet wurde, der Spitze von *C* gerade gegenüber und verhindert so die Bildung eines neuen Stückchens. Wahrscheinlich rührt diese Erscheinung von electrischen Kräften her.

§ 6. In der Luft können diese Versuche mit dem Inductorium ausgeführt werden. Die Flüssigkeit wurde dabei, wie Fig. 5 zeigt, in einen Trichter gebracht. Der Schliessungsstrom wird durch die Funkenstrecke zwischen der Lösung und der Kathode abgehalten, der Oeffnungsstrom kommt zur Wirkung. Auf diese Weise wurden Versuche mit Silber, Zink und Kupferlösung ausgeführt. Man beobachtet dabei wesentlich dieselben Erscheinungen, welche oben beschrieben wurden. Nur ist hier der vom Strom durchflossene Raum und daher der Durchmesser der Silberscheibe kleiner, die concentrischen Ringe werden aber auch hier deutlich bemerkt.

Phys. Inst. der Univ. Freiburg i. B.

IX. *Experimentaluntersuchungen über die galvanische Polarisation; von Franz Streintz.*

(Aus dem 95. Bde. der Sitzungsber. der k. Acad. der Wiss. zu Wien, II. Abth., vom 31. März 1887, mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

II. Abhandlung.

(Hierzu Taf. I Fig. 6.)

Die vor mehreren Jahren über diesen Gegenstand mitgetheilten Versuche¹⁾ befassten sich mit den Erscheinungen, welche der bei der Electrolyse des Wassers abgeschiedene *H* auf der Oberfläche und im Inneren verschiedener Metalle hervorruft. Eine weitere Mittheilung sollte die galvanischen Erscheinungen beschreiben, welche der electrolytisch entwickelte *O* verursacht.

Als Grundlage für diese Versuche hätte auch dafür die von Fuchs angegebene Methode dienen sollen; es ist dies bekanntlich die einzige, welche gestattet, Potentialdifferenzen zwischen einer neutralen Platte und einer Electrode des Voltameters während des Durchganges des primären Stromes zu bestimmen.

Es hat sich jedoch gezeigt, dass die erwähnte Methode nur innerhalb bestimmter Grenzen brauchbar ist, die schon bei der Untersuchung über die *H*-Polarisation theilweise überschritten worden waren. Aus diesem Grunde musste ich mich entschliessen, für die weiteren Versuche eine andere Methode zu wählen, um mit Hülfe derselben sowohl einige der früher mitgetheilten Beobachtungen zu berichtigen, als auch neue Resultate zu gewinnen.

Diese Methode ist bereits im verflossenen Jahre aus Anlass einer Untersuchung über das Planté'sche Secundärelement beschrieben worden.²⁾ Sie wurde nur insofern abgeändert, als an Stelle des Polarisationsstromes der polarisirende Strom durch das Galvanometer geleitet wurde.

Fig. 6 gibt eine Skizze der Anordnung; dieselbe wird

1) F. Streintz, Wien. Ber. 86. p. 216. 1882; Wied. Ann. 17. p. 841. 1882.

2) Streintz u. Aulinger, Wied. Ann. 27. p. 181. 1886.

am besten zu überblicken sein, wenn man zwei Kreise unterscheidet: den Stromkreis, welcher durch Pfeile erkenntlich gemacht ist, und den „Potentialkreis“.

S bezeichnet eine electromagnetisch angeregte Stimmgabel von 64 Schwingungen und einer Schwingungsweite von ungefähr 1,5 cm. Diese letztere bot vollkommene Garantie, dass die Platinspitzen in *z* stets ausser Contact mit dem Quecksilber der gegenüberstehenden sorgfältig isolirten Näpfchen waren, wenn die Spitzen in *z'* in die ihnen entsprechenden Näpfchen tauchten.

K bedeutet die electrolysirende Kette, *V* das Voltameter, dessen Flüssigkeit aus einem Gemische von 95 Raumtheilen destillirten Wassers und 5 Raumtheilen chemisch reiner Schwefelsäure bestand; vor jeder Versuchsreihe wurde die Flüssigkeit durch längere Zeit ausgekocht, um sie von absorbirter Luft zu befreien. Das Voltameter hatte Trogform und war offen. Es stand mittelst eines Hebers in Verbindung mit dem Gefässe *Z*, welches mit einer concentrirten Lösung von Zinkvitriol gefüllt war und eine Platte von amalgamirtem Zink enthielt. Der Verbindungsheber war mit destillirtem Wasser gefüllt und an seinen Enden mit thierischer Blase verbunden.

Das Electrometer *E* von Edelmann war wie früher zur Messung von ersten Ausschlägen eingerichtet. Die Aichung erfolgte mit Normalelementen von Clark; dieselben wurden derart in den „Potentialkreis“ geschaltet, dass ein Pol dauernd mit einem Quadrantenpaare, welches zur Gasleitung des Hauses geleitet war, in Verbindung stand, der andere Pol aber bei dem Punkte *p* eingeschaltet war und so vorher die Stimmgabelunterbrechung zu passiren hatte, bevor er zu dem anderen Quadrantenpaare geführt wurde. Ein Element rief eine Ablenkung von 140–144 Theilstrichen hervor, sodass 100 Striche ungefähr einem Volt entsprachen. Handelte es sich um Bestimmung hoher Potentialdifferenzen, dann wurde der unter dem Instrumente befindliche Hauy'sche Stab umgekehrt; nun entsprachen ungefähr 25 Striche einem Volt.

Bei kräftiger electrolysirender Kette — etwa von 7 Daniell aufwärts — zeigte das Electrometer einen geringen

Ausschlag, wenn der Punkt p gleichfalls mit der Gasleitung verbunden war. Die Ursache dieser die Messungen störenden Erscheinung dürfte darin zu suchen sein, dass das Quadrantenpaar während der kurzen Zeit, durch welche es vermöge der Stimmgabelbewegung isolirt war, Electricität durch Convection aus der Luft aufnahm. Bestätigt wird diese Annahme dadurch, dass die Erscheinung durch Anzünden von Gasflammen bedeutend verstärkt wurde. Aus diesem Grunde wurde die gesammte mit dem isolirten Quadrantenpaare verbundene Leitung durch Glasröhren geführt, welche wieder in Messingröhren staken. Die Messingröhren waren insgesammt mit der Gasleitung verbunden. In der That war damit jede Störung beseitigt.

Die Wippe W gestattete, jede der beiden Electroden des Voltameters mit der Zinkplatte am Electrometer zu vergleichen. Nach Ermittlung der vor Schliessen der Kette zwischen den Electroden und der Zinkplatte bestehenden (Anfangs-) Potentialdifferenzen konnten die Werthe für die O -Polarisation ($M+O|M$) und für die H -Polarisation ($M|M+H$) bestimmt werden. Die Summe beider Einzelpolarisationen ergab dann die Gesamtpolarisation ($M+O|M+H$).

Das Galvanometer G befand sich in einem Zweige des Stromkreises, in welchen ausserdem noch die veränderlichen Widerstände ρ und ρ' eingeschaltet waren; es diente ausschliesslich zur Controle.

Es unterliegt wohl keinem Zweifel, dass die beschriebene Anordnung hinter der von Fuchs für geringe electromotorische Kräfte gegebenen zurücksteht; denn dieselbe gestattet doch nicht, die Polarisation während der Wirkung der polarisirenden Kraft zu messen; die Stimmgabel ist eben nichts anderes, als eine regelmässig und dabei rasch functionirende Wippe. Mit ihrer Hülfe wird allerdings ein stationärer Zustand hergestellt werden, welcher dem wahren Zustande des Voltameters während der Strombeschickung zuweilen gleichkommen, denselben aber in manchen Fällen nie vollkommen erreichen wird.

Mit den bisher bekannten Mitteln dürfte es überhaupt nicht gelingen, dort, wo es sich um Messungen von Polari-

sationen handelt, die eine mehr oder minder lebhaftere Gasentwicklung im Gefolge haben, eine einwurfsfreie Methode nach dem Muster der von Fuchs angegebenen zu gewinnen. Die veränderliche electromotorische Kraft der Polarisation ist mit dem veränderlichen Widerstande des Voltameters eben derart verbunden, dass keine von beiden Grössen von der anderen losgelöst werden kann.

Ich theile nun die Resultate mit, welche die Versuche mit Aluminium- und Silbervoltametern ergeben haben. Die Versuche mit Quecksilber, Platin, Palladium und Gold sollen in einer folgenden Mittheilung veröffentlicht werden.

1. Die Polarisation des Aluminiums.

Dieses Metall nimmt sowohl bezüglich seines Verhaltens zu *H* als zu *O* eine ganz exceptionelle Stellung ein. — Die *H*-Polarisation ist verhältnissmässig gering und verschwindet nicht nur unmittelbar nach Unterbrechung des polarisirenden Stromes, sondern macht sogar einer entgegengesetzten Ladung der Electrode Platz. Krieg¹⁾ hat mit Hülfe des Bernstein'schen Rheotomes dieses Verhalten auch in Lösungen von KCl und KJ bestätigt gefunden. Fromme²⁾ bezeichnet die Umkehrungserscheinung als „anomale Polarisation“. — Die *O*-Polarisation hingegen steigt innerhalb weiter Grenzen mit der Vergrösserung der polarisirenden Kraft an, eine Erscheinung, auf welche zuerst Tait³⁾ hinwies, und die von Beetz⁴⁾ bestätigt gefunden wurde. Beide Physiker, ersterer mit Hülfe des Quadrantelectrometers, letzterer mittelst der du Bois'schen Compensationsmethode, kamen zu dem Resultate, dass die Polarisation bei entsprechender Vergrösserung der primären Kette bis auf 5,3 Daniell gebracht werden könne. Bei Anwendung einer Kette von 10 Grove-Elementen entfallen nach den Beobachtungen von Beetz 5 Daniells auf die

1) Krieg, Exner's Rep. d. Physik 21. p. 805. 1885.

2) Fromme, Wied. Ann. 29. p. 497. 1886; 30. p. 77, 320 u. 504. 1887.

3) Tait, Phil. Mag. 38. p. 243. 1869.

4) Beetz, Pogg. Ann. 156. p. 456. 1875.

O-Polarisation, hingegen nur 0,3 Daniell auf die H-Polarisation. Doch genügte diese grosse Gegenkraft noch nicht, um die Verminderung der Stromstärke, welche ein im Kreise befindliches Aluminiumvoltameter hervorruft, hinreichend zu erklären, es musste vielmehr noch angenommen werden, dass sich an der Anode eine Schicht von Oxyd bilde, welche den Widerstand im Voltameter ausserordentlich vergrössert

Die für die Versuche verwendeten Electroden bestanden aus rechteckigen Platten, waren 4,1 cm lang und 3,7 cm breit und wurden vor jeder Versuchsreihe zuerst in verdünnte Salpetersäure gebracht und dann mit feinem Smirgelpapier auf das sorgfältigste polirt. War die Platte dadurch vollkommen blank geworden, so wurde sie mit der Zinkplatte electrometrisch verglichen. Zeigte sich eine Potentialdifferenz, welche 0,3 Volt nur um weniges überschritt, so war die Platte für die Versuche tauglich; in anderen Fällen musste sie nochmals dem Reinigungsverfahren unterzogen werden.

Die electromotorische Kraft der electrolysirenden Kette (e. K.) wurde innerhalb der Grenzen von 1,1 Volt (1 Daniell) und 28,8 Volt (15 Bunsen) variirt. In den Stromkreis war kein Rheostatenwiderstand geschaltet.

Ich theile nun die Zahlen für die beiden Polarisationen $\text{Al} + \text{O} | \text{Al}$ und $\text{Al} | \text{Al} + \text{H}$ mit.

1) e. K. = 1,1 Volt. Die Anfangspotentialdifferenzen zwischen Aluminium und Zink waren 0,308, beziehungsweise 0,313; nach Verlauf von 5 Minuten 0,310 und 0,312, nach weiteren 10 Minuten 0,313 und 0,312. Sie hatten sich also in einem Zeitraum von 15 Minuten nicht verändert.

Unter Berücksichtigung dieser Werthe ergaben sich während des durch 20 Minuten dauernden Stromschlusses:

	0 ^m	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5 ^m	6 ^m	7 ^m
$\text{Al} + \text{O} \text{Al} =$	0,58	—	0,76	—	0,75	—	0,76	—
$\text{Al} \text{Al} + \text{H} =$	—	+0,02	—	0,02	—	0,02	—	0,02
	13 ^m	14 ^m	15 ^m	16 ^m	17 ^m	18 ^m	19 ^m	
$\text{Al} + \text{O} \text{Al} =$	—	0,79	—	0,79	—	0,79	—	
$\text{Al} \text{Al} + \text{H} =$	0,02	—	0,02	—	0,02	—	0,02	

Die Gesamtpolarisation betrug mithin 0,81 V. Unmittelbar nach Oeffnen des Stromes hatte $\text{Al}|\text{Al} + \text{H}$ einen Werth $-0,02$ erhalten, der sich im weiteren Verlauf kaum mehr änderte. Für $\text{Al} + \text{O}|\text{Al}$ ergab sich, vom Augenblicke der Stromunterbrechung gezählt, folgender Verlauf nach:

1 ^m	3 ^m	5 ^m	7 ^m	15 ^m
0,51	0,28	0,18	0,10	0,00,

2) e. K. = 2,2 V. Anfangsdifferenz 0,32 und 0,31. Der Strom dieselbe Zeit wie vorher geschlossen:

	0 ^m	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5 ^m	6 ^m	7 ^m	10 ^m
$\text{Al} + \text{O} \text{Al} =$	1,03	—	1,54	—	1,56	—	1,56	—	1,56
$\text{Al} \text{Al} + \text{H} =$	—	+0,02	—	0,02	—	0,03	—	0,03	—
	11 ^m	12 ^m	13 ^m	14 ^m	15 ^m	16 ^m	17 ^m	18 ^m	
$\text{Al} + \text{O} \text{Al} =$	—	1,59	—	1,60	—	1,60	—	1,60	
$\text{Al} \text{Al} + \text{H} =$	0,03	—	0,03	—	0,03	—	0,03	—	

Auch hier nimmt die Polarisation bald einen constanten Werth an, welcher 1,63 V. beträgt. Nach Oeffnen des Stromes ergab sich für $\text{Al}|\text{Al} + \text{H}$ wieder die Umkehrung, ungefähr in gleicher Grösse, wie früher; für $\text{Al} + \text{O}|\text{Al}$ war der Verlauf nach:

1 ^m	3 ^m	5 ^m	7 ^m	9 ^m	11 ^m	13 ^m
0,65	0,50	0,40	0,31	0,27	0,26	0,26.

3) e. K. = 3,3 V. Anfangsdifferenz 0,33 und 0,33 V.

	0 ^m	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5 ^m	6 ^m	7 ^m	8 ^m	9 ^m
$\text{Al} + \text{O} \text{Al} =$	—	2,43	—	2,35	—	2,35	—	2,36	—	2,38
$\text{Al} \text{Al} + \text{H} =$	+0,07	—	0,07	—	0,06	—	0,07	—	0,07	—
	11 ^m	12 ^m	13 ^m	14 ^m	15 ^m	16 ^m	17 ^m	18 ^m	19 ^m	
$\text{Al} + \text{O} \text{Al} =$	2,40	—	2,40	—	2,40	—	2,39	—	2,39	
$\text{Al} \text{Al} + \text{H} =$	—	0,07	—	0,07	—	0,07	—	0,07	—	

Die Gesamtpolarisation beträgt 2,47 V. Die Umkehrung trat in gleicher Weise ein, wie früher. Die O-Polarisation sank innerhalb einer halben Stunde von 1,8 V., welche Zahl unmittelbar nach Oeffnen der Kette gefunden wurde, auf 0,5 V., um sich dann auf dieser Höhe durch 3 Viertelstunden zu erhalten.

4) e. K. = 4,4 V. Anfangsdifferenz 0,33 und 0,35 V.

	0,5 ^m	1,5 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5 ^m	6 ^m	7 ^m	8 ^m	9 ^m
Al + O Al =	3,03	—	3,05	—	3,06	—	3,10	—	3,08	—
Al Al + H =	—	+0,22	—	0,22	—	0,22	—	0,21	—	0,21
	10 ^m	11 ^m	12 ^m	13 ^m	14 ^m	15 ^m	16 ^m	17 ^m	18 ^m	
Al + O Al =	3,07	—	3,10	—	3,08	—	3,10	—	3,10	
Al Al + H =	—	0,20	—	0,21	—	0,21	—	0,20	—	

Gesamtpolarisation = 3,30 V. Unmittelbar nach Öffnen der Kette sank die *O*-Polarisation auf 1,7 V.; der weitere Verlauf bot kein bemerkenswerthes Moment.

5) e. K. = 5,5 V. Anfangsdifferenz 0,35 und 0,34 V

	0,5 ^m	1,5 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5 ^m	6 ^m	7 ^m	8 ^m	9 ^m
Al + O Al =	3,37	—	3,71	—	4,10	—	4,12	—	4,20	—
Al Al + H =	—	+0,15	—	0,12	—	0,16	—	0,15	—	0,15
	10 ^m	11 ^m	12 ^m	13 ^m	14 ^m	15 ^m	16 ^m	17 ^m	18 ^m	19 ^m
Al + O Al =	4,27	—	4,21	—	4,19	—	4,08	—	4,06	—
Al Al + H =	—	0,16	—	0,15	—	0,15	—	0,15	—	0,16

Die *O*-Polarisation strebt einem Maximum zu, welches nach 10 Minuten erreicht ist; die *H*-Polarisation hält sich etwas unter der in 4) beobachteten.

6) e. K. = 7,7 V. Anfangsdifferenz 0,32 und 0,31 V.

	0,5 ^m	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5 ^m	6 ^m	7 ^m	8 ^m	9 ^m
Al + O Al =	4,70	—	4,90	—	4,99	—	5,08	—	5,15	—
Al Al + H =	—	+0,10	—	0,09	—	0,10	—	0,09	—	0,09
	11 ^m	12 ^m	13 ^m	14 ^m	15 ^m	16 ^m	17 ^m	18 ^m	19 ^m	
Al + O Al =	5,17	—	5,21	—	5,17	—	5,17	—	5,15	
Al Al + H =	—	0,09	—	0,07	—	0,08	—	0,09	—	

7) e. K. = 9,9 V. Anfangsdifferenz 0,34 und 0,32 V.

	1 ^m	2,5 ^m	3,5 ^m	5 ^m	6 ^m	8 ^m
Al + O Al =	5,92	—	6,14	—	6,24	—
Al Al + H =	—	0,08	—	0,08	—	0,05
	9 ^m	11 ^m	12 ^m	15,5 ^m	18 ^m	18,5 ^m
Al + O Al =	6,27	—	6,40	6,26	—	6,02
Al A + H =	—	0,05	—	—	0,05	—

Diesmal war der primäre Strom durch eine Stunde geschlossen belassen. Die *O*-Polarisation schwankte während dieser Zeit zwischen den Grenzen 5,8 und 6,4 V. hin und her. Unmittelbar nach Öffnen des Stromes betrug jene nur mehr 2,1 V., 3 Minuten später noch 1 V. Die *H*-Po-

larisation nahm nach Oeffnen des Stromes den Werth
 — 0,05 V. an.

8) e. K. = 12,1 V. (11 Daniell.)

	1 ^m	2 ^m	3,5 ^m	4 ^m	6 ^m
Al + O Al =	—	7,12	—	7,36	—
Al Al + H =	0,06	—	0,08	—	0,06
	7,5 ^m	9 ^m	11,5 ^m	14 ^m	16 ^m
Al + O Al =	7,42	—	7,22	7,15	—
Al Al + H =	—	0,08	—	—	0,07

Nach Oeffnen der Kette betrug die O-Polarisation 1,1 V.,
 die H-Polarisation — 0,13 V.

9) e. K. = 19,2 V. (10 Bunsen).

	0,5 ^m	1,5 ^m	3 ^m	5 ^m	8 ^m	15 ^m
Al + O Al =	11,60	12,35	13,52	13,08	13,51	13,22.

Al | Al + H änderte sich kaum und belief sich auf
 0,20 Volt.

Unmittelbar nach Oeffnen war die O-Polarisation wieder
 auf ungefähr 1,5 Volt gesunken. Die Gasentwicklung an
 den Electroden war auch jetzt noch sehr sparsam und dürfte
 etwa jener entsprechen, welche 4 Daniells an Platinplatten
 von gleicher Oberfläche hervorzurufen vermögen. Am Stimm-
 gabelnäpfchen z entstand unmittelbar nach Schliessen der
 Kette ein prasselnder Oeffnungsfunke, der aber schon nach
 2 Secunden unhörbar und auch fast unsichtbar wurde.

10) e. K. = 28,8 V. (15 Bunsen).

Die O-Polarisation stieg 3 Minuten nach Schliessen der
 Kette auf ungefähr 17 Volts; es war dies der grösste Werth,
 welcher mit der Stimmgabelmethode beobachtet werden
 konnte. Die H-Polarisation betrug 0,15 Volt. Die Strom-
 stärke, welche mit einem Federgalvanometer — Ammeter
 nach Kohlrausch — gemessen wurde, sank in wenigen
 Secunden von 6 Ampère auf etwa 0,25 Ampère. Wurde
 die Anode durch Platin, Gold oder Silber ersetzt, so stieg
 die Stromstärke sofort wieder auf 6 Ampère. Die Vertau-
 schung der Kathode mit einem anderen Metalle brachte,
 wie auch aus den electrometrischen Messungen nicht anders
 erwartet werden konnte, keine Aenderung der Stromstärke
 hervor.

Diese enorme Verminderung der Stromstärke erscheint durch die hohe Gegenkraft allein hinreichend erklärt, wenn man bedenkt, dass diese letztere im geschlossenen Stromkreise jedenfalls noch bedeutender sein wird, als nach einer Wippenmethode gefunden werden konnte.

Die Anode bewahrte ihr metallisches Ansehen noch mehrere Minuten nach erfolgtem Stromschlusse; erst wenn das Maximum der *O*-Polarisation überschritten war, überzog sich die Platte allmählich mit einer grauen, ausserordentlich schwer zu beseitigenden Schicht. Es ist sehr wahrscheinlich, dass diese Schicht einen sehr bedeutenden Widerstand besitzt, und die Ursache ist, dass die *O*-Polarisation nach Erreichung des Maximums fortwährenden Schwankungen unterliegt.

Aus der Zunahme von 3,5 Volts, welche die *O*-Polarisation erfährt, wenn statt einer Kette von 10 Bunsen eine solche von 15 Bunsen electrolysirt, musste geschlossen werden, dass dieselbe bei entsprechender Verstärkung der Kette noch einer weiteren Steigerung fähig sein werde. Ich beabsichtige deshalb, Versuche mit einer im Institute befindlichen Siemens'schen Dynamomaschine, welche eine Klemmenspannung von 50 Volts liefert, anzustellen.

11) Bei den Versuchsreihen 1 bis 10 befand sich kein Rheostatenwiderstand im Stromkreise. Nun wurden bei einer Kette von 9 Daniell Beobachtungen angestellt, bei denen ρ zwischen 5 und 500 Ohm variirt wurde.

Die *O*-Polarisation erreichte folgende Werthe:

ρ	5	10	50	500 Ohm,
Al + O Al	5,3	3,9	2,9	1,5 Volt.

Es stellte sich ferner heraus, dass die *O*-Polarisation um so langsamer einem Maximalwerthe zustrebte, je mehr Widerstand sich in der Leitung befand. War endlich ein Maximum erreicht, und blieb der Strom noch ferner geschlossen, so traten Schwankungen um einen mehr oder weniger unter dem Maximum gelegenen Mittelwerthe ein. Die angegebenen Zahlen sind mit Ausnahme der letzten Zahl Maximalwerthe. Dieselben wurden bei 5 Ohm nach

16 Minuten, bei 50 Ohm nach einer halben Stunde erreicht. Bei 500 Ohm Widerstand hingegen war die *O*-Polarisation während der ganzen Beobachtungsdauer — über 3 Stunden — erst in rascher, dann in verlangsamer Zunahme begriffen; die endlich beobachtete Potentialdifferenz von 1,5 Volt wird noch unter dem Maximalwerthe liegen.

Der Uebersichtlichkeit wegen habe ich die Resultate, welche die Reihen 1 bis 10 ergaben, in einer Tabelle zusammengestellt. In derselben bezeichnen die in der ersten Columnne enthaltenen Zahlen die jeweiligen Potentialdifferenzen der e. K., die Zahlen der zweiten Columnne die während der Beobachtungsdauer von 20 Minuten gefundenen grössten Werthe der *O*-Polarisation, die Zahlen der dritten Columnne die Werthe für die *H*-Polarisation. Sämmtliche Werthe sind in Volts ausgedrückt. Eine vierte Columnne endlich enthält den Quotienten $n = (Al + O | Al) / e. K.$, welcher die jeweilige *O*-Polarisation pro Volt angibt.

e. K.	Al + O Al	Al Al + H	<i>n</i>	e. K.	Al + O Al	Al Al + H	<i>n</i>
1,1	0,79	0,02	0,72	7,7	5,21	0,10	0,68
2,2	1,60	0,03	0,73	9,9	6,40	0,08	0,65
3,3	2,40	0,07	0,73	12,1	7,42	0,08	0,61
4,4	3,10	0,22	0,70	19,2	13,52	0,20	0,70
5,5	4,27	0,15	0,78	28,8	17,00	0,15	0,59

Ueberraschend ist die innerhalb so weiter Grenzen stattfindende Proportionalität der *O*-Polarisation mit der electromotorischen Kraft der Kette. Die Uebereinstimmung wäre vielleicht innerhalb des Intervalles von 1,1 bis 19,2 Volts noch besser geworden, wenn es gelungen wäre, mit der electromotorischen Kraft auch die Stromstärke in gleicher Weise zu verändern. Ich glaube, dies aus dem Zurückbleiben der Werthe von *n* bei einer e. K. von 9,9 und 12,1 schliessen zu können; in diesen beiden Fällen dienten nämlich 9, beziehungsweise 11 Daniell zur Zersetzung; der innere Widerstand derselben wird bei dem jedenfalls nicht bedeutenden Widerstande des Voltameters und dem geringen Leitungswiderstande die Ursache sein, dass die Stromintensität mit der electromotorischen Kraft nicht gleichen Schritt halten konnte. Eine Bestätigung dafür liegt darin, dass bei An-

wendung von Bunsenelementen, welche nur den dritten bis vierten Theil des Widerstandes einer gleichen Anzahl von Daniells besitzen, n wieder seinen normalen Werth erhielt, wie dies aus der vorletzten Reihe ersichtlich ist. Der bei einer e. K. von 28,8 Volts beobachtete Werth der *O*-Polarisation liefert eine Verhältnisszahl n , welche kleiner ist, als alle vorhergehenden. Wahrscheinlich fällt die Grenze der Proportionalität zwischen e. K. = 19 und 28.

Die *O*-Polarisation des Aluminiums steht im Gebiete der galvanischen Polarisation ganz vereinzelt da und scheint noch am ehesten ein Analogon in der electromotorischen Kraft des galvanischen Kohlenlichtbogens zu finden. Ausgeschlossen ist die Annahme, dass die *O*-Polarisation durch irgend welche secundär an der Anode gebildete chemische Verbindung erklärt werden könne. Denn in diesem Falle müsste sie sich wohl früher einem constanten Werth nähern und könnte auch nicht unmittelbar nach definitiv erfolgtem Oeffnen der Kette so enorm absinken.

Der Versuch einer Formirung von Aluminium nach Art des von Planté für Blei angegebenen Verfahrens war ein völlig aussichtsloses Unternehmen. Die Polarisation sank stets mit ungeminderter Schnelligkeit ab. Hatte die Anode schon das Maximum der Polarisation erreicht, und wurde nun der Strom unterbrochen, um nach einiger Zeit von neuem im gleichen Sinne geschlossen zu werden, so erhielt die Anode augenblicklich wieder einen entsprechend hohen Werth der Polarisation. Dieser Versuch war besonders bei Anwendung einer Kette von vielen Bunsen deshalb auffallend, weil sich an der Stimmgabelunterbrechung kein Oeffnungsfunkle bildete, und das Federgalvanometer sofort den niedersten Werth anzeigte. Es scheint also eine Art latenter *O*-Polarisation zu bestehen.

Wurde hingegen nach Unterbrechung des primären Stromes derselbe im entgegengesetzten Sinne geschlossen, so war an keiner Electrode ein allmählicher Uebergang von der anodischen zur kathodischen Ladung und umgekehrt zu bemerken, sondern es zeigten sich gleich die der neuen Stellung der Platten zukommenden Polarisationswerthe.

In Salpetersäure zeigt Aluminium die hohe Gegenkraft nicht. Das Metall verhält sich in diesem Electrolyten vollkommen normal.

Die Werthe für die *H*-Polarisation zeichnen sich durch grosse Unregelmässigkeit aus. Sie liefern den Beweis, dass die Methode von Fuchs in manchen Fällen durch eine andere Methode nicht zu ersetzen ist. Die *H*-Polarisation ergab sich nach meinen in der ersten Untersuchung mitgetheilten Versuchen, welche mit Drähten angestellt wurden, bei geschlossenem Stromkreise unter Anwendung einer electrolysirenden Kette von 3 Daniells zu 0,53 bis 0,57 Daniell, bei Anwendung einer solchen von 5 Daniells zu 0,55 bis 0,60 und endlich bei 10 Daniells zu 0,53. Man wird daher sagen können, dass sie von 3,3 Volts e. K. an constant bleibt. Nun tritt aber unmittelbar nach Oeffnen der Kette die bekannte Umkehrungserscheinung auf, deren Intensität in einer Abhängigkeit von der Menge des in der Zeiteinheit entwickelten *H*, also von der Stromstärke, zu stehen scheint. Wenn man dies berücksichtigt, wird man von einer Wippenmethode von vornherein keine zu irgend welchen Schlüssen geeigneten Werthe erwarten können.

2. Die Polarisation des Silbers.

Die Electroden bestanden gleichfalls aus Platten von denselben Dimensionen wie bei Aluminium.

Die Anfangspotentialdifferenzen zwischen Silber und Zink bewegten sich unmittelbar nach dem Eintauchen der spiegelblanken Silberplatten innerhalb der Grenzen von 1,15 und 1,30 Volt. Sobald aber die Platten 5, längstens 15 Minuten von der verdünnten Schwefelsäure umgeben waren, glichen sich etwaige Differenzen zwischen denselben aus; sie erhielten dann einen nicht weiter veränderlichen Werth von je 1,20 Volt gegen die Zinkplatte. Aus diesem Grunde wurde das Voltameter vor jeder Versuchsreihe ungefähr eine halbe Stunde sich selbst überlassen.

Electrolysirend wirkten Kräfte von 1,1 Volt (1 Daniell) bis 9,9 (9 Daniell) aufwärts. Es ergaben sich für die beiden Polarisationen ($\text{Ag} + \text{O} \mid \text{Ag}$ und $\text{Ag} \mid \text{Ag} + \text{H}$) folgende Werthe,

welche in bestimmten Intervallen nach erfolgtem Kettenschluss beobachtet wurden:

1) e. K. = 1,1 V.

	4 ^m	5 ^m	6,5 ^m	8 ^m	9,5 ^m	
Ag + O Ag =	—	0,15	—	0,18	—	
Ag Ag + H =	0,63	—	0,44	—	0,59	
	11 ^m	12 ^m	14 ^m	16 ^m	18 ^m	20 ^m
Ag + O Ag =	0,17	—	0,16	—	0,17	—
Ag Ag + H =	—	0,62	—	0,53	—	0,53.

2) e. K. = 2,2 V.

	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4,5 ^m	6 ^m	7 ^m	8 ^m	9,5 ^m
Ag + O Ag =	—	0,19	—	0,15	—	0,27	—	0,20
Ag Ag + H =	0,86	—	0,87	—	0,86	—	0,88	—
	11 ^m	12 ^m	13 ^m	14,5 ^m	16 ^m	22 ^m	24 ^m	31,5 ^m
Ag + O Ag =	—	0,18	—	0,19	0,19	—	—	—
Ag Ag + H =	0,90	—	0,95	—	—	0,96	0,90	0,85.

Die Anode überzog sich schon nach 3 Minuten mit einer schwarzen Schicht; die Kathode blieb zuerst noch blank; gut sichtbare *H*-Entwicklung. Nach ungefähr 30 Minuten überzog sich auch die Kathode mit einem dichten, büschelförmig gegen das untere Ende der Platte sich ausbreitenden Beschlag. Das Entstehen desselben wurde gleichzeitig mit der Abnahme der *H*-Polarisation beobachtet. Nach Poggen-dorff¹⁾ besteht der Beschlag aus metallischem Silber. Unmittelbar nach Unterbrechung des Stromes wird derselbe grau; sobald der Strom von neuem geschlossen wird, verdunkelt sich jener sogleich wieder.

Die beiden Polarisationen verschwanden in den Fällen

1) und 2) kurze Zeit nach erfolgtem Oeffnen des Stromes.

3) e. K. = 3,3 V.

	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5 ^m	6 ^m	7 ^m	8 ^m	9 ^m
Ag + O Ag =	—	1,21	—	1,21	—	1,24	—	1,24	—
Ag Ag + H =	0,84	—	0,86	—	0,85	—	0,85	—	0,85
	10 ^m	11 ^m	12 ^m	13 ^m	14 ^m	15 ^m	16 ^m	17 ^m	18 ^m
Ag + O Ag =	1,25	—	1,26	—	1,27	—	1,26	—	1,26
Ag Ag + H =	—	0,84	—	0,85	—	0,84	—	0,84	—

Der kathodische Beschlag erschien bald nach Stromschluss. Er dürfte die Ursache sein, dass die Werthe für

1) Poggen-dorff, Pogg. Ann. 75. p. 337. 1848.

die *H*-Polarisation unter jenen in 2) gefundenen liegen. Nach Unterbrechung des Stromes ergab sich für $\text{Ag}|\text{Ag} + \text{H}$ ein sehr geringer Rest der Polarisation (0,04 Volt nach 1 Minute), für $\text{Ag} + \text{O}|\text{Ag}$ hingegen nach:

0 ^m	2 ^m	7 ^m	13 ^m	25 ^m
1,08	1,03	0,93	0,86	0,64

4) e. K. = 5,5 V.

	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5 ^m	6 ^m
$\text{Ag} + \text{O} \text{Ag} =$	—	1,31	—	1,34	—	1,36
$\text{Ag} \text{Ag} + \text{H} =$	0,73	—	0,76	—	0,77	—
	7 ^m	8 ^m	9 ^m	15 ^m	16 ^m	18 ^m
$\text{Ag} + \text{O} \text{Ag} =$	—	1,36	—	1,36	—	1,36
$\text{Ag} \text{Ag} + \text{H} =$	0,78	—	0,78	—	0,78	—
						0,78.

5) e. K. = 7,7 V.

	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	6,5 ^m	8 ^m
$\text{Ag} + \text{O} \text{Ag} =$	—	1,30	—	1,40	—	1,43
$\text{Ag} \text{Ag} + \text{H} =$	0,67	—	0,66	—	0,67	—
	9,5 ^m	11 ^m	12,5 ^m	14 ^m	16 ^m	18 ^m
$\text{Ag} + \text{O} \text{Ag} =$	—	1,44	—	1,44	—	1,44
$\text{Ag} \text{Ag} + \text{H} =$	0,67	—	0,66	—	0,68	—

6) e. K. = 9,9 V.

	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	8 ^m	9 ^m	10 ^m
$\text{Ag} + \text{O} \text{Ag} =$	—	1,32	—	1,37	1,37	—	1,37
$\text{Ag} \text{Ag} + \text{H} =$	0,79	—	0,83	—	—	0,90	—
	11 ^m	15 ^m	17 ^m	18 ^m	19 ^m	29 ^m	30 ^m
$\text{Ag} + \text{O} \text{Ag} =$	—	1,37	—	1,37	—	1,37	—
$\text{Ag} \text{Ag} + \text{H} =$	0,93	—	0,96	—	0,96	—	0,96.

Aus den Versuchsreihen geht hervor: Die *O*-Polarisation erreicht bei einer electrolysirenden Kette, deren electromotorische Kraft der dreier Daniells ungefähr gleichkommen wird, nahezu ihren Maximalwerth. Derselbe beträgt 1,3 bis 1,4 Volt.

Die *H*-Polarisation hingegen befindet sich schon bei einem von 2 Daniell gelieferten Strome auf einem Maximalwerth (0,96 Volt); bei Anwendung von kräftigeren Ketten sinkt die *H*-Polarisation mit der Vergrößerung der electrolysirenden Kraft, um erst bei Anwendung von 9,9 Volts e. K. wieder denselben Werth zu erhalten, welchen sie schon bei 2,2 Volts besessen hatte.

Diese Beobachtungen finden sich sowohl qualitativ wie

quantitativ in guter Uebereinstimmung mit jenen, welche nach der Methode von Fuchs angestellt wurden. Ich glaube, die Erscheinungen der *H*-Polarisation in der bereits oben kurz angedeuteten Weise erklären zu können: Der aus metallischem Silber bestehende Beschlag der Kathode wird sich um so dichter entwickeln, je grösser die Stromintensität ist. Durch den Beschlag aber wird die Stromdichte verringert werden, weil die Oberfläche der Kathode dadurch eine Vergrösserung erfährt. Mit der Verringerung der Stromdichte sinkt auch die Dichte des *H* an der Oberfläche und damit offenbar die *H*-Polarisation. Dadurch wird erklärlich, dass eine geringe Kraft zur Hervorrufung des Maximums der *H*-Polarisation an einer blanken Oberfläche hinreicht, dass aber eine sehr beträchtliche Kraft erforderlich ist, um dasselbe Maximum an einer mit aufgelöstem Silber dicht umgebenen Platte hervorzurufen.

Die Auflockerung des Silbers an der Kathode einerseits, die Bildung eines Peroxydes (Ag_2O_2) an der Anode andererseits, liessen es sehr wahrscheinlich erscheinen, dass Silber zu Secundärelementen geeignet ist. Versuche, welche ich mit einer Kette von 4,4 Volts angestellt habe, bestätigen diese Vermuthung. Die electromotorische Kraft eines Secundärelementes ist gering (1 Volt), und wird wie bei Blei ausschliesslich auf Kosten der Anode geliefert. Die Kathode besitzt nach Oeffnen des primären Stromes einen Polarisationsrest von 0,04 bis 0,05 Volt, welcher nach 4 oder 5 Minuten verschwunden ist.¹⁾

Phys. Inst. der Univ. Graz.

1) In einer jüngst veröffentlichten Untersuchung (Wied. Ann. 31. p. 412 ff. 1887) benutzte Hr. Häberlein die von Aulinger und mir über das Planté'sche Secundärelement mitgetheilten Daten, um „überhaupt zu einem klaren Urtheile über die Veränderungen der Electroden zu gelangen“. Nachdem er die bereits von uns gezogenen Schlüsse mit grosser Vollständigkeit recapitulirt, findet er, dass „unsere Beobachtungen leider schon deshalb nicht genügen, weil bei ihnen offenbar nur die negative Electrode den Verfall bedingte.“ Dem gegenüber sei bemerkt, dass wir deshalb Electroden von gleich grosser Oberfläche gewählt hatten, um eben in die Lage zu kommen, eine Kritik an den in derselben Weise hergestellten, in die Praxis eingeführten Secundärelementen üben zu können.

**X. Erwiderung auf die Bemerkungen
des Hrn. Budde über meine Experimentalunter-
suchung über die Fortführung der Wärme durch
den galvanischen Strom; von H. Haga.**

In diesen Annalen hat Hr. Budde¹⁾ Bemerkungen gemacht zu zwei Schlussfolgerungen in meiner Arbeit: „Experimentaluntersuchung über die Fortführung der Wärme durch den galvanischen Strom.“²⁾ Ich erlaube mir, Folgendes auf diese Bemerkungen zu erwidern.

Die erste beruht auf einem Missverständniss: p. 183 meiner Abhandlung habe ich die Bemerkung gemacht, dass während aus der Thatsache der Umkehrung der Stromesrichtung in einer Thermokette das Vorhandensein des Thomson'schen Phänomens in den Metallen folgt, nicht umgekehrt aus diesem Phänomen ohne weiteres das Umkehren erklärt werden kann. Während Fig. 1 l. c. den Verlauf der Potentialfunction in der Thermokette Kupfer-Eisen ohne Berücksichtigung des Thomson'schen Phänomens darstellt, gibt die Fig. 2 den Verlauf dieser Function falls man den Thomson-Effect in Rechnung zieht (also nicht, wie Hr. Budde meint, bei grösseren Temperaturunterschieden). Es folgt, dass die Potentialniveaudifferenz nur erhöht wird, sodass man nothwendig als Ursache des Nullwerdens und der Umkehrung des Stromes nicht etwa kleine Abweichungen von der einfachen Relation $E_T = \epsilon T$, sondern eine völlige Aenderung im thermoelectrischen Betragen annehmen muss, wodurch ein Verlauf der Potentialfunction entstehen kann, wie ihn z. B. Mascart und Joubert und auch Hr. Budde gezeichnet haben.

Die zweite Bemerkung bezieht sich auf die Frage, was man bei der Clausius'schen Hypothese über die Ursache des Thomson'schen Phänomens unter „Aenderungen des Molecularzustandes“ zu verstehen habe. In seinem Werke: „Die mechanische Behandlung der Electricität“ p. 191, wo Clausius diese Hypothese aufstellt, wird hingewiesen 1. auf

1) Budde, Wied. Ann. **30**. p. 665. 1887.

2) H. Haga, Wied. Ann. **28**. p. 179. 1886.

die durch die Wirkung der Wärme verursachten Aenderungen in Härte, Elasticität und Sprödigkeit beim Stahl, 2. auf Unterschiede in der Krystallisation im Antimon durch den Unterschied in der Erkaltungsgeschwindigkeit, 3. auf die von Magnus in einem Metalle beobachteten Thermoströme, die ihren Grund in dem verschiedenen Zustande seiner Theile, besonders in der verschiedenen Härte haben. Clausius fährt dann fort: „Da demnach durch verschiedene Behandlung in den Theilen eines Metalles bleibend ein solcher Unterschied des Zustandes entstehen kann, dass sie sich in Bezug auf die Bildung von thermoelectrischen Strömen wie verschiedene Metalle verhalten, so ist es wohl keine unwahrscheinliche Annahme, dass auch durch Temperaturverschiedenheit vorübergehend ein solcher Unterschied hervorgerufen werden könne.“

Meiner Meinung nach sind die hier genannten Zustandsänderungen keine anderen, als Aenderungen in der Anordnung der ponderablen Molecüle, und wenn ich nicht irre, ist in den besten Handbüchern die Clausius'sche Hypothese in gleicher Weise aufgefasst: So Wiedemann¹⁾: „Dasselbe (das Thomson'sche Phänomen) kann einfach auf die durch die Erwärmung erzeugten Structuränderungen der Metalle beruhen. Werden dieselben hierdurch je nach ihrer besonderen Natur weicher oder härter, so muss der Uebergang des Stromes aus heisseren zu kühleren Stellen oder umgekehrt, entsprechend dem Peltier'schen Phänomen, besondere Erwärmungen und Erkältungen hervorrufen.“ So Rühlmann²⁾: „Auch in Flüssigkeiten ist es noch nicht gelungen, und wird es voraussichtlich nicht gelingen, denselben (Wärmetransport) nachzuweisen.“

Gleichfalls Wüllner³⁾: „Eine derartige Veränderung der molecularen Beschaffenheit (krystallinisches Gefüge oder verschiedene Härte) kann aber auch vorübergehend durch Temperaturerhöhung hervorgebracht werden...“

Diese so aufgefasste Clausius'sche Hypothese wollte

1) Wiedemann, Electricität. 2. p. 431. 1883.

2) Rühlmann, Die mechanische Wärmetheorie. 2. p. 768.

3) Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik. 4. Aufl. 4. p. 668.

ich dadurch prüfen, dass ich das Thomson'sche Phänomen in Quecksilber untersuchte. Meine Untersuchung, die ganz unabhängig von der theoretischen Arbeit des Hrn. H. A. Lorentz geschah, zeigte, dass im Quecksilber das Thomson'sche Phänomen nur $\frac{1}{3}$ war von dem im Wismuth. Deshalb mein Schluss, den ich als ganz richtig ansehe: das Thomson'sche Phänomen kann nicht durch Structuränderungen bedingt sein. Wenn aber als die Ursache einer Erscheinung Structuränderungen angenommen werden, muss man erwarten, dass die Grösse der Erscheinung mit der der Structuränderungen zusammenhängt.

Ich constatire übrigens, dass Hr. Budde selbst keine Structuränderungen im Sinne der obengenannten Clausius'schen Hypothese annimmt, sondern den Thomsons effect erklärt aus einer Aenderung in der Beziehung zwischen der in den Metallen enthaltenen Electricität und den in ihnen enthaltenen ponderablen Theilchen. Hiermit wird wohl jeder einverstanden sein: alle electrischen Erscheinungen, also auch die Thomson'sche, werden ja von jener Beziehung und deren Aenderungen abhängen.

Groningen, Mai 1887.

XI. Neuere Versuche über die Magnetisirungsformel; von A. von Waltenhofen.

Bei den Rechnungen, welche ich ausgeführt habe, um die theoretische Begründung der von Uppenborn aufgestellten Regel für die Bewickelung der Electromagnete der Dynamomaschinen zu untersuchen¹⁾, war ich zuerst veranlasst, eine Magnetisirungsformel in Anwendung zu bringen, welche als vereinigt Ausdruck der von Dub aufgefundenen empirischen Gesetze für den Einfluss der Länge und des Durchmessers betrachtet werden kann und folgendermassen lautet:

$$(1) \quad y = k \cdot n i \sqrt{l^3 d},$$

1) A. v. Waltenhofen, Zeitschr. f. Electrotechnik. 2. p. 163. 1884.

wobei y das magnetische Moment, n die Anzahl der magnetisirenden Drahtwindungen, i die Stromstärke, l und d beziehungsweise die Länge und den Durchmesser des magnetisirten Stabes bedeuten.

Diese Formel gilt, wie ersichtlich, nur innerhalb derjenigen Grenzen, innerhalb welchen das Lenz-Jacobi'sche Proportionalitätsgesetz zutrifft, was nach meinen Untersuchungen bis zu Sättigungsgraden von etwa 30 bis 50 Proc. der Fall ist.¹⁾

Aber auch innerhalb dieser Grenzen ist die Magnetisierungsformel für praktische Anwendungen ziemlich werthlos, solange man den Zahlenwerth des Coëfficienten k nicht kennt.

Ich habe mich deshalb schon seit längerer Zeit bemüht, diesen Zahlenwerth ausfindig zu machen, resp. die Grenzen, innerhalb welchen derselbe schwankt, wenn man die bis jetzt vorliegenden Beobachtungsergebnisse in Betracht zieht.

Leider sind für diesen Zweck die meisten bis jetzt durchgeführten Untersuchungen über das Magnetisierungsgesetz nicht verwendbar, weil bei denselben, mit wenigen Ausnahmen, nicht mit absoluten Einheiten gemessen wurde. Glücklicherweise haben meine eigenen durchwegs absoluten Messungen ein genügend umfangreiches Material mir an die Hand gegeben.²⁾

Es ergab sich zunächst, dass der Zahlenwerth von k , wenn y in absoluten Einheiten $C^{1/2}G^{1/2}S^{-1}$, ferner i in Ampère und l und d in Centimetern gemessen werden, zwischen den Grenzen 0,1 und 0,2 liegen müsse³⁾ und in einer Abhandlung über die Formeln von Müller und Dub, welche im 27. Bande dieser Annalen erschienen ist, habe ich die Zahl 0,135 als einen mit sehr ausgedehnten Versuchen ziemlich gut übereinstimmenden Mittelwerth angegeben.

1) A. v. Waltenhofen, Wien. Ber. 61. p. 796. 1870.

2) A. v. Waltenhofen, Wien. Ber. 52. p. 87. 1865 u. 61. p. 771 u. 739. 1870. — Wied. Ann. 27. p. 638. 1886.

3) A. v. Waltenhofen, Zeitschr. f. Electrotechnik. 4. p. 12. 1886. [Die im Zusatze am Schlusse dieser Abhandlung gegebene Formel (35) habe ich in der oben citirten Abhandlung in Wied. Ann. berichtigt.]

Die Dimensionen der Eisencylinder, welche ich bis dahin untersucht hatte, waren zwischen den Grenzen: 1 cm Durchmesser und 9 cm Länge bis 7 cm Durchmesser und 27 cm Länge.

Ich habe nun seither Gelegenheit gehabt, mit einem noch viel grösseren Electromagnet Versuche zu machen, wohl dem grössten, welcher bis jetzt solchen Messungen unterworfen worden ist, nämlich mit einem Schenkel einer Edison'schen Dynamomaschine, welcher mir von der Firma Brückner, Ross und Cons. freundlichst zur Verfügung gestellt worden ist.

Derselbe (ich werde ihn mit XVI bezeichnen) hat einen Eisenkern von 23,4 cm Durchmesser und 52 cm Länge und ist mit 2628 Drahtwindungen versehen.

Dieser sammt Bewickelung etwa 215 kg schwere Electromagnet wurde im Garten des electrotechnischen Instituts auf hölzernen Böcken horizontal gelegt und so gerichtet, dass er einer 5 Meter davon entfernten Declinationsbussole¹⁾ in der ersten Hauptlage gegenüber lag. Die Entfernung 5 m war von Mitte zu Mitte gemessen; auch wurde darauf gesehen, dass die Bussole möglichst annähernd in der durch die Axe des Electromagnets gelegten Horizontalebene sich befand.

Das magnetische Moment der Magnetisirungsspirale wurde aus den Abmessungen der 12 Lagen zu je 219 Windungen berechnet und in runder Zahl für 1 Ampère = 140 000 C.-G.-S.-Einheiten gefunden.

Den magnetisirenden Strom lieferte eine Schuckert'sche Compoundmaschine (Modell JL_3), von welcher die Leitung aus dem Maschinenhause in den Garten geführt war, mit Einschaltung eines Siemens und Halske'schen Drahtsiebrheostaten zur Regulirung der Stromstärke. Eine weitere Regulirung (durch Spannungsänderung) gestattete noch der Nebenschlussrheostat der Compoundmaschine.

Aus den an der Bussole gemachten Ablesungen wurde,

1) Die Aluminiumzeiger der 3 cm langen Magnetnadel spielen auf einer Kreistheilung von 9 cm Durchmesser.

mit Anbringung der Correction hinsichtlich der Länge des Magnetcylinders¹⁾, zunächst das der Gesamtwirkung des Eisenkernes und der Magnetisirungsspirale entsprechende magnetische Moment berechnet und von diesem sodann das der betreffenden Stromstärke entsprechende magnetische Moment der Magnetisirungsspirale abgezogen.

Die so erhaltenen magnetischen Momente des Eisenkerns erscheinen in der nachstehenden Tabelle in der mit y' bezeichneten Rubrik in Millionen von absoluten Einheiten. Die mit y bezeichnete Rubrik enthält, auf dieselbe Einheit bezogen, die mittelst der Formel 1 berechneten Werthe, welche sich ergeben, wenn $k = 0,15$ angenommen wird. Die Rubrik i gibt die magnetisirenden Stromintensitäten in Ampère an.

i	3,0	4,0	4,97	5,65
y'	2,12	3,00	3,69	4,11
y	2,14	2,86	3,55	4,04

Unter der Annahme $k = 0,135$ würden die Werthe von y um 10 Proc. kleiner ausfallen, also eine erheblich weniger befriedigende Uebereinstimmung ergeben.

Ich lasse im Nachstehenden eine Zusammenstellung der Resultate von Versuchen folgen, welche bisher mit Electromagneten von sehr verschiedenen Dimensionen ausgeführt worden sind. Dabei haben l , d und n die bereits bekannten (bei Formel 1 angegebenen) Bedeutungen. Unter i ist die grösste Stromintensität angegeben, welche bei dem betreffenden Electromagnet überhaupt angewendet worden ist. y' ist das bei derselben beobachtete magnetische Moment in absoluten Einheiten. y ist das mit dem Mittelwerthe $k = 0,135$ berechnete Moment. Unter k_0 ist endlich noch derjenige Werth von k angegeben, welchen man annehmen müsste, um eine genaue Uebereinstimmung zwischen y und y' zu erhalten.²⁾ Die erste Rubrik enthält die den einzelnen Electromagneten in meinen Abhandlungen beigelegten Nummern.

1) Siehe F. Kohlrausch, prakt. Physik. (6. Aufl.) p. 198.

2) Ein Strich unter der letzten Decimale bedeutet, dass dieselbe durch Correctionen erhöht worden ist.

Nr.	l	d	n	i	y für $k = 0,135$	y'	k_0
XI	9,05	1,0	26	8,83	843	785	0,126
I	10,3	2,8	144	4,6	4 948	4 700	0,128
X	18,1	1,0	52	12,45	6 733	5 860	0,118
XIII	13,5	7,0	192	20,5	69 730	74 981	0,145
XIV	27,0	7,0	384	19,6	377 146	344 729	0,123
XVI	52,0	23,4	2628	5,65	3 635 944	4 111 241	0,153

Man sieht hieraus, dass die Werthe von k zwischen 0,12 und 0,15 variiren, wobei zu bemerken ist, dass die Gewichte des kleinsten und des grössten der untersuchten Eisenkerne, beziehungsweise 56 und 174000 g betragen¹⁾, also rund wie 1 zu 3000 sich verhalten.

Die Verschiedenheiten des Magnetisirungscoefficienten k scheinen einerseits im Einklange mit der Theorie der Permeabilität (Maxwell, Bosanquet u. a.) mit dem erreichten Sättigungsgrade (beziehungsweise mit dem Momente der Volumeinheit), und andererseits mit dem Verhältnisse der Länge zur Dicke der untersuchten Stäbe in einem gewissen Zusammenhange zu stehen, wie aus der folgenden Tabelle ersichtlich ist, welche zeigt, dass im allgemeinen dort ein kleinerer Werth von k sich ergibt, wo ein höherer Sättigungsgrad erreicht oder die Länge im Vergleiche zum Durchmesser gross ist. Die Rubrik y'/v enthält die magnetischen Momente für die Volumeinheit (d. h. für einen Cubikcentimeter) und die Rubrik l/d den Werth des Verhältnisses der Länge zum Durchmesser.

Nr.	XI	I	X	XIII	XIV	XVI
y'/v	110	74	412	144	332	184
l/d	9,05	3,68	18,10	1,93	3,86	2,22
k	0,126	0,128	0,118	0,145	0,123	0,153

Für den Electromagnet X haben beide Verhältnisse (y'/v und l/d) die grössten Werthe und dementsprechend

¹⁾ Aus dem Volumen berechnet, wenn man die Dichte des Eisens mit Weber zu 7,78 annimmt.

auch k den kleinsten Werth. Für die beiden Electromagnete XIII und XVI sind die Werthe jener Quotienten verhältnissmässig klein, und entsprechend auch in der That die Werthe von k verhältnissmässig gross. Freilich sollte k bei XVI vermöge der Werthe von y'/v und l/d eigentlich etwas kleiner sein als bei XIII. Doch sind beide Werthe wenig voneinander verschieden, und sind kleine Abweichungen von der hier angegebenen Regel wohl mit Rücksicht auf die unvermeidlichen Verschiedenheiten der angewendeten Eisensorten ebenfalls unvermeidlich.

Wir wollen noch bemerken, dass bei keinem der untersuchten Electromagnete die Sättigungsgrade (30—50 Proc.) überschritten wurden, bis zu welchen, wie ich aus zahlreichen Versuchen von Dub und mir herausgefunden habe¹⁾, der Magnetismus mit der magnetisirenden Stromstärke proportional zu sein pflegt. Die den vorstehenden Werthen von y'/v entsprechenden Sättigungsgrade in Procenten waren nämlich folgende.

XI	I	X	XIII	XIV	XVI
7,9	5,3	29,4	10,3	23,7	13,1

Dabei ist als magnetisches Maximum pro Gramm ein Moment von 180 C.-G.-S.-Einheiten, also pro Cubikcentimeter ein Moment von 1400,4 C.-G.-S.-Einheiten angenommen.²⁾

In der That kann ja die Formel (1) nur innerhalb dieser Proportionalitätsgrenze (welche aus dem durch Gewicht oder Volumen bestimmten magnetischen Maximum zu berechnen ist) angewendet werden. Dabei zeigt es sich, wie wir im Vorhergehenden gesehen haben, dass der im allgemeinen

1) Siehe die zweite Anmerkung in dieser Abhandlung. p. 134.

2) Aus meiner Abhandlung (Wien. Ber. 59. p. 780. 1869) ist ersichtlich, dass meine eigenen Untersuchungen für das magnetische Maximum der Gewichtseinheit im Mittel die Zahl 190 ergeben, während aus den Versuchen von Dub, Müller, Wassmuth und Weber bedeutend höhere Werthe (über 200) hervorgehen. Wir haben oben (mit Stefan) den viel kleineren, aus Rowland's Versuchen abgeleiteten Werth 180 eingesetzt.

zwischen den Grenzen 0,12 und 0,15 liegende Werth von k bei verhältnissmässig dicken Stäben und geringen Sättigungsgraden der oberen Grenze (0,15) sehr nahe ist.

Meine Magnetisirungsformel ist, wie ich bemerkt habe, öfter in dem Sinne aufgefasst worden, als gelte dieselbe nur für cylindrische Eisenstäbe.

Da ich jedoch in meinen bereits citirten electromagnetischen Untersuchungen¹⁾ gezeigt habe, dass prismatische Eisenstäbe ganz dasselbe electromagnetische Verhalten zeigen, wie gleichlange cylindrische von gleichgrossem Querschnitte²⁾, so ist die Formel (1) ebensogut auch auf prismatische Stäbe anwendbar. Man hat, wenn dies z. B. bei einem prismatischen Stabe von rechteckigem Querschnitte geschehen soll, nur:

$$(2) \quad d = \sqrt{\frac{4}{\pi} ab}$$

in die Formel (1) einzusetzen, wobei a und b die Querschnittseiten des prismatischen Stabes bezeichnen. So fände man z. B. für einen 60 cm langen prismatischen Stab, dessen Querschnitt ein Rechteck von 20×25 qcm ist, und welcher, mit 3000 Drahtwindungen bewickelt, durch einen Strom von 9 Ampère magnetisirt wird (wenn man $k = 0,15$ annimmt) ein magnetisches Moment von 9,45 Millionen.

Im allgemeinen hat man, wie immer der Querschnitt des untersuchten prismatischen Stabes gestaltet sein mag, für d den Werth des Durchmessers desjenigen Kreises einzusetzen, dessen Flächenraum der Querschnittsfläche des untersuchten prismatischen Stabes gleichkommt, also:

$$(3) \quad d = \sqrt{\frac{4}{\pi} f},$$

wenn f die Querschnittsfläche bedeutet.

1) A. v. Waltenhofen, 2. Abhandlung p. 781, Satz IV.

2) Bei Stahlstäben trifft dies, wie ich gefunden habe, nicht genau zu (Pogg. Ann. 121. p. 450. 1863). — Auch Bündel aus prismatischen oder cylindrischen Stäben von weichem Eisen verhalten sich, wenn die Stäbe nicht dicht beisammen liegen, nicht ganz so, wie gleichlange massive Stäbe von gleichem Querschnitte (2. Abhandlung meiner electromagnetischen Untersuchungen p. 782, Satz VI).

Schliesslich will ich noch eine bemerkenswerthe Erscheinung besprechen, welche an dem Electromagnet XVI gelegentlich noch beobachtet worden ist.

Als ich im Sommer des vorigen Jahres die in dieser Abhandlung beschriebenen Versuche ausführte, machte ich nebenbei auch einige Experimente, welche den Zweck hatten, die ausserordentliche Intensität des magnetischen Feldes und die mächtige Tragkraft dieses grossen Electromagnets zu veranschaulichen. Als ich bei einem dieser Versuche, welchem auch die Hrn. Peukert und Zickler beiwohnten, ein 75 cm langes und 2,55 kg schweres eisernes Prisma (Lineal) auf die verticale Polfläche des horizontal liegenden Magnetcyllinders senkrecht ansetzte, wobei dasselbe ohne Unterstützung in seiner horizontalen Lage durch die magnetische Anziehung festgehalten wurde, empfand ich ein stechendes Prickeln in den Fingern, welche mit den Kanten des Prismas in Berührung kamen, wenn ich dasselbe mit der Hand anfasste. Gleichzeitig machten die anderen Herren an der anderen Polfläche ähnliche Versuche und gewahrten ebenfalls physiologische Wirkungen, mitunter sogar ziemlich starke, als sie die an der Polfläche haftenden eisernen Gegenstände (Schlüssel) berührten.

Ich habe diese Erscheinungen, welche wir später auch anderen zeigten und in letzter Zeit mit Zuziehung des Hrn. Assistenten Frisch neuerdings beobachteten, als Inductionswirkungen erklärt, welche in den in das magnetische Feld eingeführten Metallmassen durch die infolge der Stromvibrationen der Dynamomaschine auftretenden Schwankungen des magnetischen Zustandes des Electromagnets hervorgerufen wurden, und demonstirte die Richtigkeit dieser Erklärung durch folgende zwei Experimente.

Ein Stab aus dem bekannten unmagnetisirbaren Stahle, in das magnetische Feld eingeführt oder an eine Polfläche angelegt, zeigte keine Spur von Magnetismus, wohl aber die physiologischen Wirkungen.¹⁾

1) Dieser Versuch hätte auch mit anderen unmagnetisirbaren Leitern ausgeführt werden können.

Als ich sodann die Dynamomaschine abschaltete und dafür den Strom einer grossen Accumulatorenbatterie in die Magnetisirungsspirale einführte, zeigten sich zwar immer noch die Wirkungen eines ungemein kräftigen magnetischen Feldes, aber mit der Beseitigung der Stromvibrationen waren auch die physiologischen Wirkungen spurlos verschwunden.

Bezüglich des vorhin erwähnten unmagnetisirbaren Stahles will ich noch folgendes mittheilen, Hr. F. Uppenborn hatte die Güte, mir ein 21,5 cm langes und 6,5 mm dickes Stäbchen dieser angeblich¹⁾ 15 Proc. Mangan enthaltenden Stahlsorte einzusenden. Ich untersuchte dasselbe in einer das Stäbchen eng umschliessenden Magnetirungsspirale von gleicher Länge mit 264 Windungen bei Anwendung von Strömen bis zu 52 Ampère und konnte dabei keine Spur von Magnetismus nachweisen. Ob übrigens der Mangan-gehalt die Ursache des unmagnetischen Verhaltens ist, möchte ich bezweifeln, da meine Versuche mit Manganstahl²⁾ (freilich von geringerem Procentgehalte) keineswegs eine auffallend geringe magnetische Permeabilität erkennen liessen.

XII. *Electromagnetische Rotationserscheinungen flüssiger Leiter; von F. Schumann.*

(Hierzu Taf. I Fig. 7.)

In den „Nachrichten der Königl. Ges. der Wiss. zu Göttingen“ vom 6. December 1884 hat Hr. Prof. E. Riecke eine Abhandlung veröffentlicht: „Ueber die electromagnetische Rotation einer Flüssigkeit“, in der Versuche folgender Art beschrieben werden. Eine ringförmige Flüssigkeitsplatte aus einer Lösung von Zinkvitriol bestehend, welche oben und

1) Ueber den von Moses Eadon in Sheffield herrührenden unmagnetisirbaren Stahl vgl. Dingler's polyt. Journal 263, p. 60. 1887 nach den Mittheilungen des technolog. Gewerbemuseums in Wien vom Jahre 1886. p. 159.

2) A. v. Waltenhofen, Pogg. Ann. 121, p. 456. 1863.

unten von zwei parallelen Glasplatten, nach innen und aussen von zwei cylindrischen Zinkflächen abgegrenzt war, wurde dadurch in Rotation versetzt, dass die ganze Vorrichtung auf die horizontale Polfläche eines in der Axe durchbohrten Electromagnets aufgesetzt, und dass von der inneren Fläche aus ein Strom durch die Flüssigkeit geleitet wurde. Die Geschwindigkeit der Rotation wurde mit Hülfe von in der Flüssigkeit suspendirten Schellacktheilchen und der Bahnhalbmesser derselben mit einem aufgelegten Glasmaasstabe gemessen. Für die Winkelgeschwindigkeit ergab sich dann:

$$\omega = \omega_1 \cos \frac{z\pi}{d} + \omega_3 \cos \frac{3z\pi}{d} + \dots,$$

wo z die Entfernung des Theilchens von der mittleren Ebene des Flüssigkeitsringes und d die Dicke des Flüssigkeitsringes bezeichnet. ω_n war zu berechnen aus der Differentialgleichung:

$$(I) \quad \frac{d^2 \omega_n}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{d \omega_n}{dr} - \frac{n^2 \pi^2}{d^2} \omega_n = \varepsilon \frac{4A}{n\pi} \frac{1}{r^3},$$

wo r die Entfernung des Theilchens vom Mittelpunkte des Ringes,

$$\varepsilon = \begin{cases} +1 & \text{für } n = 1, 5, 9 \dots \\ -1 & \text{für } n = 3, 7, 11 \dots \end{cases} \quad \text{und} \quad A = \frac{\sqrt{2}}{c} \frac{Ji}{2\pi dk}$$

ist (J Intensität des magnetischen Feldes, i Intensität der Stromstärke, k Reibungsconstante, c die Constante des Weber'schen Grundgesetzes). Diese Gleichung wurde für grosse Werthe von r integrirt, und es ergab sich:

$$\omega_n = -\varepsilon \frac{4A}{\pi^3} \cdot \frac{1}{n^3} \frac{d^2}{r^2} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{r}{a}} e^{-n\pi \frac{r-a}{d}} - \sqrt{\frac{r}{b}} e^{-n\pi \frac{b-r}{d}} \right\},$$

wo a der Radius des inneren Cylinders, b derjenige des äusseren ist. Bei der Vergleichung der Theorie mit den Beobachtungen wurde der Factor A nicht besonders durch Messung der Intensität der Stromstärke und des magnetischen Feldes bestimmt, sondern, da constante Ströme angewendet wurden, als constant im Verlaufe einer Versuchsreihe betrachtet und aus obigen Formeln mit Hülfe der beobachteten ω berechnet, indem nur möglichst Schellacktheilchen der mittleren Ebene des Flüssigkeitsringes beobachtet wurden, wodurch $z = 0$ gesetzt werden konnte. Der Mittel-

werth non A , der sich aus einer Versuchsreihe ergab, wurde benutzt, um die Winkelgeschwindigkeit der Schellacktheilchen für die verschiedenen Bahnhalbmesser zu berechnen und mit den gefundenen zu vergleichen.

Im Folgenden soll der Versuch gemacht werden, dieselbe Theorie zu behandeln, indem erstens die obige Differentialgleichung allgemein gelöst, zweitens Stromstärke und Intensität des magnetischen Feldes besonders bestimmt und variirt und drittens neben einer Zinkvitriollösung auch noch eine Kupfervitriollösung benutzt werden soll. Es bleibt dann in obigen Gleichungen k als alleinige unbekannte Constante zurück.

Es sei zunächst gestattet, die Differentialgleichung zur Bestimmung von ω_n für alle Werthe von r zu integrieren. Das allgemeine Integral finden wir, wenn wir zur particulären Lösung:

$$\omega_n = -\varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \frac{d^3}{r^2}$$

noch das allgemeine Integral der Gleichung:

$$(1) \quad \frac{d^2 v_n}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{dv_n}{dr} - \frac{n^2 \pi^2}{d^2} v_n = 0 \quad \text{addiren.}$$

Zur Auffindung eines particulären Integrals dieser Gleichung setzen wir nach der gewöhnlichen Methode hypothetisch:

$$v_n = A_0 + A_1 r + A_2 r^2 + A_3 r^3 + \dots,$$

führen diesen Werth in Gleichung (1) ein und setzen zur Abkürzung $\kappa_n^2 = -n^2 \pi^2 / d^2$. Wir erhalten dann:

$$\frac{3A_1}{r} + 8A_2 + \kappa_n^2 A_0 + (15A_3 + \kappa_n^2 A_1)r + (24A_4 + \kappa_n^2 A_2)r^2 + (35A_5 + \kappa_n^2 A_3)r^3 + (48A_6 + \kappa_n^2 A_4)r^4 + \dots = 0.$$

Diese Gleichung ist nur erfüllt, wenn die Coëfficienten der Potenzen von r einzeln $= 0$ sind, daher muss sein:

$$A_1 = A_3 = A_5 = A_7 = \dots = 0,$$

$$A_2 = -\frac{\kappa_n^2}{8} A_0; \quad A_4 = \frac{\kappa_n^4}{8 \cdot 24} A_0;$$

$$A_6 = -\frac{\kappa_n^6}{8 \cdot 24 \cdot 48}; \quad A_8 = \frac{\kappa_n^8}{8 \cdot 24 \cdot 48 \cdot 80} A_0 \dots$$

Es ergibt sich daraus:

$$v_n = A_0 \left\{ 1 - \frac{x_n^2 r^2}{8} + \frac{x_n^4 r^4}{8 \cdot 24} - \frac{x_n^6 r^6}{8 \cdot 24 \cdot 48} + \dots \right\}$$

oder einfacher mit Weglassung des beliebigen Factors:

$$v_n = \left\{ 1 - \frac{x_n^2 r^2}{2 \cdot 4} + \frac{x_n^4 r^4}{2 \cdot 4 \cdot 4 \cdot 6} - \frac{x_n^6 r^6}{2 \cdot 4 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 6 \cdot 8} + \dots \right\}$$

= $(2/x_n r) J_{x_n r}^1$, wo J^1 die Bessel'sche Function erster Art bezeichnet.

Zur Auffindung eines zweiten particulären Integrals setzen wir $u_n = v_n w$. Differenzieren wir dies zweimal nach r und setzen die Werthe für u_n , du_n/dr , $d^2 u_n/dr^2$ in Gl. (1) ein, so erhalten wir:

$$v_n \cdot \frac{dw}{dr} + \left(\frac{3}{r} v_n + 2 \frac{dv_n}{dr} \right) w = 0 \quad (w' \text{ für } \frac{dw}{dr})$$

oder auch:

$$\frac{dw}{w} = - \left(\frac{3}{r} + \frac{2}{v_n} \frac{dv_n}{dr} \right) dr,$$

$$lw' = -2lv_n - 3lr,$$

$$\frac{dw}{dr} = \frac{1}{v_n^2 r^3}; \quad w = \int \frac{dr}{v_n^2 r^3} \quad \text{also:}$$

$$u_n = v_n \int \frac{dr}{r^3 v_n^2} = \frac{2}{x_n r} J_{x_n r}^1 \int \left(\frac{2}{x_n r} J_{x_n r}^1 \right)^2 r^3$$

oder in anderer Form:

$$u_n = \frac{x_n}{2r} J_{x_n r}^1 \int \frac{d(x_n r)}{x_n r (J_{x_n r}^1)^3}.$$

$$\text{Da nun: } \alpha J_z^1 + \beta Y_z^1 = \gamma J_z^1 \int \frac{dz}{z J_z^1 J_z^1} {}^1),$$

wo α, β, γ Constanten sind, so folgt, wenn wir die Quotienten $\alpha/\gamma = \alpha_1$ und $\beta/\gamma = \beta_1$ setzen:

$$u_n = \frac{x_n}{2r} (\alpha_1 J_{x_n r}^1 + \beta_1 Y_{x_n r}^1).$$

Ziehen wir noch sämtliche Constanten mit in die Integrationsconstante, so erhalten wir als allgemeines Integral der Gleichung (I):

$$w_n = \frac{1}{r} A_n J_{x_n r}^1 + \frac{1}{r} B_n Y_{x_n r}^1 - \varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \frac{d^2}{r^2}.$$

Da die Winkelgeschwindigkeit an den beiden Electroden-

1) Lommel, Stud. über die Bessel'sche Funct. p. 107.

flächen = 0 wird, so ergibt sich zur Bestimmung der Integrationsconstanten, wenn wir mit a und b die Radien der entsprechenden Kreise bezeichnen:

$$A_n J_{n,a}^1 + B_n Y_{n,a}^1 = \varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \frac{d^2}{a}, \quad A_n J_{n,b}^1 + B_n Y_{n,b}^1 = \varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \frac{d^2}{b}.$$

Multipliziert man die erste Gleichung mit $J_{n,b}^1$, die zweite mit $J_{n,a}^1$, darauf die erste mit $Y_{n,b}^1$, die zweite mit $Y_{n,a}^1$ und subtrahirt beide mal die zweite von der ersten, so folgt:

$$B_n = \frac{\varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \left\{ \frac{1}{a} J_{n,b}^1 - \frac{1}{b} J_{n,a}^1 \right\}}{J_{n,b}^1 Y_{n,a}^1 - J_{n,a}^1 Y_{n,b}^1} \quad \text{und:}$$

$$A_n = \frac{\varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \left\{ \frac{1}{a} Y_{n,b}^1 - \frac{1}{b} Y_{n,a}^1 \right\}}{J_{n,a}^1 Y_{n,b}^1 - J_{n,b}^1 Y_{n,a}^1}.$$

Es ist somit ω_n vollständig bestimmt durch:

$$(II) \quad \omega_n = \varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \frac{d^2}{r} \left\{ \frac{J_{n,r}^1 \left(\frac{1}{a} Y_{n,b}^1 - \frac{1}{b} Y_{n,a}^1 \right) - Y_{n,r}^1 \left(\frac{1}{a} J_{n,b}^1 - \frac{1}{b} J_{n,a}^1 \right)}{J_{n,a}^1 Y_{n,b}^1 - J_{n,b}^1 Y_{n,a}^1} - \frac{1}{r} \right\}.$$

Hiermit haben wir einen Ausdruck für die Winkelgeschwindigkeit abgeleitet, der streng gültig ist für alle Werthe von r , und dessen numerische Berechnung mit Hülfe der Entwicklungen von Hansen für J^1 und ähnlicher Entwicklungen für Y^{11} allerdings auf sehr umständliche Weise möglich ist. Es ist:

$$J_z^1 = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ P_1 \sin \left(z - \frac{\pi}{4} \right) + Q_1 \cos \left(z - \frac{\pi}{4} \right) \right\},$$

$$Y_z^1 = \left\{ \psi'(0) + \frac{3}{2} - \log 2 \right\} J_z^1 - \frac{J_z^0}{z} - \frac{1}{2} \pi \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ P_1 \cos \left(z - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(z - \frac{\pi}{4} \right) \right\} + \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ P_1' \sin \left(z - \frac{\pi}{4} \right) + Q_1' \cos \left(z - \frac{\pi}{4} \right) \right\}.$$

Hier bezeichnen:

$$P_1 = \left\{ 1 + \frac{3 \cdot 5 \cdot 1}{8 \cdot 16} \left(\frac{1}{z} \right)^2 - \frac{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 5}{8 \cdot 16 \cdot 24 \cdot 32} \left(\frac{1}{z} \right)^4 + \dots \right\},$$

$$Q_1 = \left\{ \frac{3}{8} \frac{1}{z} - \frac{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 1 \cdot 3}{8 \cdot 16 \cdot 24} \left(\frac{1}{z} \right)^3 + \frac{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7}{8 \cdot 16 \cdot 24 \cdot 32 \cdot 40} \left(\frac{1}{z} \right)^5 - \dots \right\},$$

1) Lommel, l. c. p. 96.

$$P_1' = \frac{1}{z} \left\{ \frac{1^2}{8} \frac{1}{z} - \frac{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2}{8 \cdot 16 \cdot 24} \frac{1}{z^3} + \frac{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \cdot 7^2 \cdot 9^2}{8 \cdot 16 \cdot 24 \cdot 32 \cdot 40} \frac{1}{z^5} - \dots \right\},$$

$$Q_1' = \frac{1}{z} \left\{ 1 - \frac{1^2 \cdot 3^2}{8 \cdot 16} \frac{1}{z^2} + \frac{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \cdot 7^2}{8 \cdot 16 \cdot 24 \cdot 32} \frac{1}{z^4} - \dots \right\}.$$

Vergleicht man diese Reihen mit denen, welche Hansen in der Entwicklung für J_z gegeben hat, so findet man, dass:

$$\sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ P_1' \sin \left(z - \frac{\pi}{4} \right) + Q_1' \cos \left(z - \frac{\pi}{4} \right) \right\} = \frac{1}{z} J_z^0$$

ist, und es ergibt sich daher die kürzere Darstellung:

$$Y_s^1 = (\psi(0) + \frac{2}{3} - \log 2) J_z^1 - \frac{1}{2} \pi \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ P_1 \cos \left(z - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(z - \frac{\pi}{4} \right) \right\}.$$

Durch Einführung dieser Ausdrücke für J^1 und Y^1 in (II) wollen wir nun versuchen, für ω_n einen einfacheren Ausdruck zu gewinnen. Es ist:

$$\begin{aligned} J_{x_n r}^1 Y_{x_n b}^1 &= (\psi(0) + \frac{2}{3} - \log 2) J_{x_n b}^1 J_{x_n r}^1 \\ &\quad - \frac{1}{2} \pi J_{x_n r}^1 \sqrt{\frac{2}{\pi x_n b}} \left\{ P_1 \cos \left(x_n b - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(x_n b - \frac{\pi}{4} \right) \right\}, \\ J_{x_n b}^1 Y_{x_n r}^1 &= (\psi(0) + \frac{2}{3} - \log 2) J_{x_n b}^1 J_{x_n r}^1 \\ &\quad - \frac{1}{2} \pi J_{x_n b}^1 \sqrt{\frac{2}{\pi x_n r}} \left\{ P_1 \cos \left(x_n r - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(x_n r - \frac{\pi}{4} \right) \right\}. \end{aligned}$$

Durch Subtraction findet sich:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{a} \{ J_{x_n r}^1 Y_{x_n b}^1 - J_{x_n b}^1 Y_{x_n r}^1 \} \\ &= \frac{\pi}{2a} \sqrt{\frac{2}{\pi x_n}} \left\{ \sqrt{\frac{1}{r}} J_{x_n b}^1 \left(P_1 \cos \left(x_n r - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(x_n r - \frac{\pi}{4} \right) \right) \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{\frac{1}{b}} J_{x_n r}^1 \left(P_1 \cos \left(x_n b - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(x_n b - \frac{\pi}{4} \right) \right) \right\}, \end{aligned}$$

und auf dieselbe Weise:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{b} \{ J_{x_n a}^1 Y_{x_n r}^1 - J_{x_n r}^1 Y_{x_n a}^1 \} \\ &= \frac{\pi}{2b} \sqrt{\frac{2}{\pi x_n}} \left\{ \sqrt{\frac{1}{a}} J_{x_n r}^1 \left(P_1 \cos \left(x_n a - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(x_n a - \frac{\pi}{4} \right) \right) \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{\frac{1}{r}} J_{x_n a}^1 \left(P_1 \cos \left(x_n r - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(x_n r - \frac{\pi}{4} \right) \right) \right\}, \end{aligned}$$

$$\{J_{\kappa_n a}^1 Y_{\kappa_n b}^1 - J_{\kappa_n b}^1 Y_{\kappa_n a}^1\}$$

$$= \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi \kappa_n}} \left\{ \sqrt{\frac{1}{a}} J_{\kappa_n b}^1 \left(P_1 \cos \left(\kappa_n a - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(\kappa_n a - \frac{\pi}{4} \right) \right) \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{1}{b}} J_{\kappa_n a}^1 \left(P_1 \cos \left(\kappa_n b - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(\kappa_n b - \frac{\pi}{4} \right) \right) \right\}.$$

Führen wir diese Ausdrücke in (II) ein und setzen zur Abkürzung:

$$Z_{\kappa_n r}^1 = \sqrt{\frac{2}{\pi \kappa_n r}} \left\{ P_1 \cos \left(\kappa_n r - \frac{\pi}{4} \right) - Q_1 \sin \left(\kappa_n r - \frac{\pi}{4} \right) \right\},$$

so erhalten wir:

$$(III) \quad \omega_n = \varepsilon \frac{4 A d^2}{n^3 \pi^2 r} \left\{ \frac{Z_{\kappa_n r}^1 \left(\frac{1}{a} J_{\kappa_n b}^1 - \frac{1}{b} J_{\kappa_n a}^1 \right) + J_{\kappa_n r}^1 \left(\frac{1}{b} Z_{\kappa_n a}^1 - \frac{1}{a} Z_{\kappa_n b}^1 \right)}{J_{\kappa_n b}^1 Z_{\kappa_n a}^1 - J_{\kappa_n a}^1 Z_{\kappa_n b}^1} - \frac{1}{r} \right\}.$$

Mit Hülfe der Relationen:

$$\cos \left(\kappa_n r - \frac{\pi}{4} \right) = \frac{\sin \kappa_n r + \cos \kappa_n r}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad \sin \left(\kappa_n r - \frac{\pi}{4} \right) = \frac{\sin \kappa_n r - \cos \kappa_n r}{\sqrt{2}}$$

finden wir ferner:

$$Z_{\kappa_n r}^1 \left(\frac{1}{a} J_{\kappa_n b}^1 - \frac{1}{b} J_{\kappa_n a}^1 \right) = \frac{1}{\pi \kappa_n} \sqrt{\frac{1}{r}} \left\{ (P_1 \sin \kappa_n r + Q_1 \cos \kappa_n r) \right. \\ \left. + (P_1 \cos \kappa_n r - Q_1 \sin \kappa_n r) \right\} \sqrt{\frac{1}{ab}} \left\{ \sqrt{\frac{1}{a}} (P_1 \sin \kappa_n b + Q_1 \cos \kappa_n b) \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{1}{a}} (P_1 \cos \kappa_n b - Q_1 \sin \kappa_n b) - \sqrt{\frac{1}{b}} (P_1 \sin \kappa_n a + Q_1 \cos \kappa_n a) \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{1}{b}} (P_1 \cos \kappa_n a - Q_1 \sin \kappa_n a) \right\} \quad \text{und:}$$

$$J_{\kappa_n r}^1 \left(\frac{1}{b} Z_{\kappa_n a}^1 - \frac{1}{a} Z_{\kappa_n b}^1 \right) = \frac{1}{\pi \kappa_n} \sqrt{\frac{1}{r}} \left\{ (P_1 \sin \kappa_n r + Q_1 \cos \kappa_n r) \right. \\ \left. - (P_1 \cos \kappa_n r - Q_1 \sin \kappa_n r) \right\} \sqrt{\frac{1}{ab}} \left\{ \sqrt{\frac{1}{b}} (P_1 \sin \kappa_n a + Q_1 \cos \kappa_n a) \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{1}{b}} (P_1 \cos \kappa_n a - Q_1 \sin \kappa_n a) - \sqrt{\frac{1}{a}} (P_1 \sin \kappa_n b + Q_1 \cos \kappa_n b) \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{1}{a}} (P_1 \cos \kappa_n b - Q_1 \sin \kappa_n b) \right\};$$

folglich ist:

$$\begin{aligned}
& Z_{nr}^1 \left(\frac{1}{a} J_{nb}^1 - \frac{1}{b} J_{na}^1 \right) + J_{nr}^1 \left(\frac{1}{b} Z_{na}^1 - \frac{1}{a} Z_{nb}^1 \right) \\
&= \frac{2}{\pi x_n} \sqrt{\frac{1}{r}} \{ P_1 \sin x_n r + Q_1 \cos x_n r \} \left\{ \sqrt{\frac{1}{b}} (P_1 \cos x_n a - Q_1 \sin x_n a) \right. \\
&\quad \left. - \sqrt{\frac{1}{a}} (P_1 \cos x_n b - Q_1 \sin x_n b) \right\} \sqrt{\frac{1}{ab}} \\
&\quad + \frac{2}{\pi x_n} \sqrt{\frac{1}{r}} \{ P_1 \cos x_n r - Q_1 \sin x_n r \} \left\{ -\sqrt{\frac{1}{b}} (P_1 \sin x_n a + Q_1 \cos x_n a) \right. \\
&\quad \left. + \sqrt{\frac{1}{a}} (P_1 \sin x_n b + Q_1 \cos x_n b) \right\} \sqrt{\frac{1}{ab}}.
\end{aligned}$$

Auf dieselbe Weise lässt sich ableiten:

$$\begin{aligned}
& J_{nb}^1 Z_{na}^1 - J_{na}^1 Z_{nb}^1 \\
&= -\frac{2}{\pi x_n} \sqrt{\frac{1}{ab}} \{ (P_1 \sin x_n a + Q_1 \cos x_n a) (P_1 \cos x_n b - Q_1 \sin x_n b) \\
&\quad - (P_1 \cos x_n a - Q_1 \sin x_n a) (P_1 \sin x_n b + Q_1 \cos x_n b) \}.
\end{aligned}$$

Es bietet sich daher, wenn wir noch zur Abkürzung setzen:

$$\mathfrak{Z}_{nr}^1 = P_1 \sin x_n r + Q_1 \cos x_n r, \quad \mathfrak{Z}_{nr}^2 = P_1 \cos x_n r - Q_1 \sin x_n r,$$

die neue Form:

$$(IV) \quad \omega_n = \epsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \frac{d^2}{r} \left\{ -\frac{\sqrt{\frac{1}{r}} \mathfrak{Z}_{nr}^1 \left(\sqrt{\frac{1}{b}} \mathfrak{Z}_{na}^1 - \sqrt{\frac{1}{a}} \mathfrak{Z}_{nb}^1 \right)}{\mathfrak{Z}_{na}^1 \mathfrak{Z}_{nb}^1 - \mathfrak{Z}_{na}^2 \mathfrak{Z}_{nb}^2} - \frac{1}{r} \right\}.$$

Wollen wir P_1 und Q_1 aus den oben angegebenen unendlichen Reihen berechnen, so sehen wir sofort, dass P_1 einen reellen Werth liefert, da x_n nur in geraden Potenzen vorkommt; Q_1 dagegen einen imaginären. Um ω_n durch lauter reelle Grössen ausgedrückt zu erhalten, formen wir in folgender Weise um:

$$\begin{aligned}
Q_1 &= \frac{1}{i} \frac{d}{8\pi r} \left\{ 3 + \frac{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5 \cdot 7}{1 \cdot 2 \cdot 3} \left(\frac{d}{8\pi r} \right)^2 + \frac{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \cdot 7^2 \cdot 9 \cdot 11}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5} \left(\frac{d}{8\pi r} \right)^4 + \dots \right\} = \frac{1}{i} Q', \\
P_1 &= \left\{ 1 - \frac{1^2 \cdot 3 \cdot 5}{1 \cdot 2} \left(\frac{d}{8\pi r} \right)^2 - \frac{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \cdot 7 \cdot 9}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4} \left(\frac{d}{8\pi r} \right)^4 - \dots \right\} = P', \\
\sin x_n r &= \frac{e^{x_n r i} - e^{-x_n r i}}{2i}; \quad \cos x_n r = \frac{e^{x_n r i} + e^{-x_n r i}}{2}.
\end{aligned}$$

Daraus ergibt sich:

$$\begin{aligned}\mathfrak{B}_{nr}^i &= P' \frac{e^{n\pi r i} + e^{-n\pi r i}}{2} - Q' \frac{1}{i} \frac{e^{n\pi r i} - e^{-n\pi r i}}{2i} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ (P' + Q') e^{-\frac{n\pi}{d} r} + (P' - Q') e^{\frac{n\pi}{d} r} \right\}, \\ \mathfrak{B}_{na}^i &= P' \frac{e^{n\pi a i} - e^{-n\pi a i}}{2i} + Q' \frac{1}{i} \frac{e^{n\pi a i} + e^{-n\pi a i}}{2} \\ &= \frac{1}{2i} \left\{ (P' + Q') e^{-\frac{n\pi}{d} a} - (P' - Q') e^{\frac{n\pi}{d} a} \right\}.\end{aligned}$$

Führen wir diese Werthe in (IV) ein, setzen der Einfachheit halber $(n\pi/d)r = \varrho_n$; $(n\pi/d)a = \alpha_n$; $(n\pi/d)b = \beta_n$, und versehen zur besseren Uebersicht P' und Q' mit den Indices $\varrho_n, \alpha_n, \beta_n$, um zu bezeichnen, welcher Werth in den unendlichen Reihen für die Variablen einzusetzen ist, so erhalten wir:

$$\begin{aligned}& \mathfrak{B}_{nr}^i \mathfrak{B}_{na}^i - \mathfrak{B}_{na}^i \mathfrak{B}_{nr}^i \\ &= \frac{1}{2i} \left\{ (P'_{\varrho_n} + Q'_{\varrho_n})(P'_{\alpha_n} - Q'_{\alpha_n}) e^{\alpha_n - \varrho_n} - (P'_{\varrho_n} - Q'_{\varrho_n})(P'_{\alpha_n} + Q'_{\alpha_n}) e^{\varrho_n - \alpha_n} \right\}, \\ & \mathfrak{B}_{nr}^i \mathfrak{B}_{nb}^i - \mathfrak{B}_{nb}^i \mathfrak{B}_{nr}^i \\ &= \frac{1}{2i} \left\{ (P'_{\varrho_n} + Q'_{\varrho_n})(P'_{\beta_n} - Q'_{\beta_n}) e^{\beta_n - \varrho_n} - (P'_{\varrho_n} - Q'_{\varrho_n})(P'_{\beta_n} + Q'_{\beta_n}) e^{\varrho_n - \beta_n} \right\}, \\ & \mathfrak{B}_{na}^i \mathfrak{B}_{nb}^i - \mathfrak{B}_{nb}^i \mathfrak{B}_{na}^i \\ &= \frac{1}{2i} \left\{ (P'_{\beta_n} + Q'_{\beta_n})(P'_{\alpha_n} - Q'_{\alpha_n}) e^{\alpha_n - \beta_n} - (P'_{\beta_n} - Q'_{\beta_n})(P'_{\alpha_n} + Q'_{\alpha_n}) e^{\beta_n - \alpha_n} \right\}.\end{aligned}$$

Es folgt daraus:

$$(V) \left\{ \begin{aligned} \omega_n &= \varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3 r^2} \frac{\left\{ \sqrt{r} e^{-\varrho_n} (P'_{\varrho_n} + Q'_{\varrho_n}) \left\{ \sqrt{\frac{1}{b}} (P'_{\alpha_n} - Q'_{\alpha_n}) e^{\alpha_n} - \sqrt{\frac{1}{a}} (P'_{\beta_n} - Q'_{\beta_n}) e^{\beta_n} \right\} \right.}{\left. \left\{ (P'_{\beta_n} + Q'_{\beta_n})(P'_{\alpha_n} - Q'_{\alpha_n}) e^{\alpha_n - \beta_n} - (P'_{\beta_n} - Q'_{\beta_n})(P'_{\alpha_n} + Q'_{\alpha_n}) e^{\beta_n - \alpha_n} \right\} \right.} \\ & \quad \left. + \frac{\sqrt{r} e^{\varrho_n} (P'_{\varrho_n} - Q'_{\varrho_n}) \left\{ \sqrt{\frac{1}{a}} (P'_{\beta_n} + Q'_{\beta_n}) e^{-\beta_n} - \sqrt{\frac{1}{b}} (P'_{\alpha_n} + Q'_{\alpha_n}) e^{-\alpha_n} \right\}}{(P'_{\beta_n} + Q'_{\beta_n})(P'_{\alpha_n} - Q'_{\alpha_n}) e^{\alpha_n - \beta_n} - (P'_{\beta_n} - Q'_{\beta_n})(P'_{\alpha_n} + Q'_{\alpha_n}) e^{\beta_n - \alpha_n}} - 1 \right\}.\end{aligned} \right.$$

Bei den gewählten Dimensionen des Apparates ist nun $a = \text{ca. } 40 \text{ mm}$; $b = \text{ca. } 14 \text{ mm}$, sodass näherungsweise ohne merklichen Fehler gesetzt werden kann:

$$(VI) \quad \omega_n = \varepsilon \frac{4A}{n^3 \pi^3} \frac{d^2}{r^2} \left\{ \sqrt{\frac{r}{b}} \frac{(P'_{\varrho_n} + Q'_{\varrho_n}) e^{\beta_n}}{(P'_{\beta_n} + Q'_{\beta_n}) e^{\varrho_n}} + \sqrt{\frac{r}{a}} \frac{(P'_{\varrho_n} - Q'_{\varrho_n}) e^{\varrho_n}}{(P'_{\alpha_n} - Q'_{\alpha_n}) e^{\alpha_n}} - 1 \right\}.$$

Das Schlussresultat ist demnach:

$$\begin{aligned} \omega = & \frac{4A}{\pi^3} \frac{d^2}{r^2} \left\{ \sqrt{\frac{r}{b}} \frac{(P'_{\varrho_1} + Q'_{\varrho_1}) e^{\beta_1}}{(P'_{\beta_1} + Q'_{\beta_1}) e^{\varrho_1}} + \sqrt{\frac{r}{a}} \frac{(P'_{\varrho_1} - Q'_{\varrho_1}) e^{\varrho_1}}{(P'_{\alpha_1} - Q'_{\alpha_1}) e^{\alpha_1}} - 1 \right\} \\ & - \frac{1}{27} \frac{4A}{\pi^3} \frac{d^2}{r^2} \left\{ \sqrt{\frac{r}{b}} \frac{(P'_{\varrho_2} + Q'_{\varrho_2}) e^{\beta_2}}{(P'_{\beta_2} + Q'_{\beta_2}) e^{\varrho_2}} + \sqrt{\frac{r}{a}} \frac{(P'_{\varrho_2} - Q'_{\varrho_2}) e^{\varrho_2}}{(P'_{\alpha_2} - Q'_{\alpha_2}) e^{\alpha_2}} - 1 \right\} + \dots \end{aligned}$$

für die Mittelebene des Flüssigkeitsringes also für $z = 0$.

Erleichtert wird die Rechnung noch dadurch, dass vom zweiten Gliede der Reihe der erste Theil der Klammer nur in der Nähe der inneren, der zweite nur in der Nähe der äusseren Electrodenfläche in Frage kommen kann.

Wir haben ausser ω noch I und i durch Beobachtung zu finden. Die Bestimmung der Intensität des magnetischen Feldes ist nach der von Hrn. Prof. Riecke¹⁾ beschriebenen Methode ausgeführt. Ich lasse die Beschreibung des Apparates, wie sie dort gegeben ist, hier folgen. „Es wurde eine Kreisscheibe von Kupfer an einem Drahte von hartem Messing in ihrem Mittelpunkte so aufgehängt, dass sie in horizontaler Stellung im Gleichgewicht sich befand. Die obere Fläche der Scheibe war mit Siegelack überzogen, die untere mit einer kreisrund geschliffenen Glasplatte so weit bedeckt, dass nur am Rande derselben ein Ring frei blieb. Die Scheibe war eingetaucht in ein mit Kupfervitriollösung gefülltes Gefäss; der Boden desselben war in der Mitte durchbohrt; durch diese Durchbohrung war eine verticale, messingene Säule in das Innere des Gefässes eingeführt, auf welche eine mit der zuvor beschriebenen vollkommen gleiche Scheibe aufgeschraubt war; die nach oben gekehrte Seite derselben war mit einer Glasplatte bedeckt, sodass an ihrem Rande ein Kupferring frei blieb von genau derselben Breite, wie bei der beweglichen Scheibe. Wurde nun durch den Suspen-

1) Riecke, Wied. Ann. 13. p. 194. 1881.

sionsdraht ein galvanischer Strom in die drehbare Scheibe eingeletet, so trat derselbe aus dem freien Rande der unteren Fläche aus und ging durch die Kupfervitriollösung hindurch in den gegenüberstehenden Rand der Standscheibe, aus diesem wird er dann durch einen mit ihrem Träger verbundenen Draht vertical nach unten abgeleitet.“ Das gefüllte Gefäß wurde auf den Eisenkern eines Electromagnets gesetzt, der durch den galvanischen Strom von 1—4 Bunsen'schen Bechern magnetisirt wurde. Wurden beide Ströme zugleich geschlossen, so wurde die obere Scheibe aus ihrer Gleichgewichtslage um einen Winkel φ abgelenkt, der mit Hülfe von Spiegel und Scala gemessen wurde. Die Intensität des magnetischen Feldes, in dem sich die drehbare Scheibe befindet, ergibt sich aus der in der angeführten Abhandlung angegebenen Formel, wenn wir die Verticalcomponente des Erdmagnetismus V durch J ersetzen unter der Voraussetzung, dass das Feld homogen ist:

$$J = \frac{nD}{i \cdot l^n \cdot r \left(1 + \frac{\partial^2}{l^2}\right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{n^2}{r^2}\right)},$$

wo D die Directionskraft der Torsion, n der Scalenausschlag, i Stromstärke, l der mittlere Halbmesser des Electrodenringes, r Entfernung von Spiegel und Scala, ∂ halbe Breite des Electrodenringes.

Zur Berechnung dieser Formel muss eine Bestimmung der Directionskraft und der Stromstärke vorgenommen werden.

1. Zur Bestimmung der Stärke des Stromes, welcher durch die drehbare Scheibe ging, war eine Tangentenbussole mit einem Commutator eingeschaltet. Die Ablenkungen der Magnetnadel wurden mit Hülfe von zwei zu ihrer Axe senkrechten Glasfäden beobachtet, und zwar einmal vor und einmal nach der Ablesung des Scalenausschlages, indem beide mal durch Commutiren des Stromes vier Ablesungen gemacht wurden. Der mittlere Radius des Stromkreises war 241,46 mm, die Anzahl der Windungen gleich 70. Zur Berechnung des Reductionsfactors ist dann noch die Kenntniss der Horizontal-

intensität des Erdmagnetismus an dem Orte der Aufstellung erforderlich. Sie wurde mit Hülfe eines compensirten Magnetometers mit derjenigen im magnetischen Pavillon des Instituts verglichen. Bezeichnet T_1 die Intensität im Pavillon, φ_1 den Ablenkungswinkel der Bussole daselbst, T_2 und φ_2 dasselbe für den Ort der Tangentenbussole, so ist:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{\operatorname{tg} \varphi_2}{\operatorname{tg} \varphi_1}$$

unter der Voraussetzung, dass der Magnetismus der Ablenkungsstäbe bei beiden Beobachtungen als gleich anzusehen sei, welcher Annahme dadurch entsprochen wurde, dass die Beobachtungen an beiden Orten bei der Temperatur der äusseren Luft gleich hintereinander angestellt wurden. Es ergab sich an drei verschiedenen Tagen:

$\varphi_1 = 48^{\circ},22$	$48^{\circ},09$	$47^{\circ},55$
$\varphi_2 = 47^{\circ},48$	$47^{\circ},44$	$46^{\circ},90$
$T_2/T_1 = 1,0264$	$1,0231$	$1,0230$

Im Mittel ist $T_2/T_1 = 1,0241$.

Nach der Schering'schen Formel ist ferner die Horizontalintensität für Göttingen (magnet. Observatorium) für Januar 1886 gleich 1,87026. Ferner ist das Verhältniss der Intensitäten in dem magnetischen Pavillon und dem magnetischen Observatorium gleich 1,0056. Wir erhalten demnach für die Intensität am Orte der Tangentenbussole 1,9261. Es ergibt sich daraus der Reductionsfactor $= 1,0574$ und $i = 1,0574 \operatorname{tg} \alpha$ nach magnetischem Strommaasse, wenn α den Ablenkungswinkel der Tangentenbussole bezeichnet.

2. Zur Bestimmung der Directionskraft wurde folgendes Verfahren eingeschlagen. Eine kreisrunde Scheibe von Messing wurde in der Weise an dem Drahte festgeklemt, dass derselbe durch die Axe der Scheibe hindurchging, und zwar genau an derselben Stelle, wo die Drehwage festgeklemt war. Die Directionskraft des Drahtes ist dann $D = (\pi^2 \cdot K)/t^2$, wo K das Trägheitsmoment der Scheibe und t die Schwingungsdauer derselben bezeichnet.

Die Scheibe hatte einen Durchmesser von 100,0 mm,

war 4,0 mm dick und wog 268 252 mg. In ihre Mitte fasste eine Schraube, in welche der Draht festgeklemt wurde. Der Kopf derselben, welcher über die Scheibe hervorragte, war ein Cylinder von 8,7 mm Durchmesser und 4,5 mm Dicke. Er wog also 2247 mg, wenn wir das specifische Gewicht des Messings = 8,4 nehmen. Die ganze Schraube wog 2422 mg, also der untere Theil, welcher in die Scheibe fasste und bei der Berechnung des Trägheitsmomentes als zu der Scheibe gehörig betrachtet wurde, 175 mg. Es ergibt sich demnach das Trägheitsmoment der Scheibe = $335\,534 \cdot 10^3$,

dasjenige des Schraubenkopfes = $21 \cdot 10^3$,

also $K = 335\,555 \cdot 10^3$.

Die Schwingungsdauer wurde beim Beginne der Versuche und am Schlusse derselben bestimmt. Es ergab sich nach Reduction auf unendlich kleine Bogen $t_1 = 25,240$ sec. $t_2 = 25,163$ sec. Es wird daher: $D_1 = 5199 \cdot 10^3$,

$D_2 = 5230 \cdot 10^3$,

im Mittel $D = 5214 \cdot 10^3$.

3. Die Ablenkungen der Drehwage. Da bei den ersten Versuchen die Resultate stark variirten, so wurden die Kupferplatten durch amalgamirte Zinkplatten und die Lösung von Kupfervitriol durch eine von Zinkvitriol ersetzt. Der äussere Durchmesser der Zinkscheibe war 85,46 mm, der innere 79,15. Daraus ergibt sich $l = 41,15$, $\varnothing = 1,58$ und:

$$J = 2907,67 \frac{n}{r \left(1 + \frac{1}{2} \frac{n^2}{r^2} \right) \operatorname{tg} \alpha}.$$

Zugleich war eine zweite Tangentenbussole mit Commutator eingeschaltet zur Messung der Stärke desjenigen Stromes, welcher durch die magnetisirende Spirale ging. Es wurde dann die Intensität des magnetischen Feldes gemessen für Ströme, die von 1—4 Bunsen'schen Bechern geliefert wurden, und zwar wurden sie mit Hülfe eines Rheostaten so regulirt, dass die Tangentenbussole einen Ausschlag von ungefähr 2° zu 2° anzeigte. Da immer zwei Beobachtungen für dieselbe Intensität des magnetischen Feldes hintereinander gemacht wurden, indem das zweite mal nur der

Strom durch die Drehwage commutirt wurde, und da sich während dieser Zeit der Strom durch die Spirale kaum merklich änderte, so wurde aus beiden Beobachtungen das Mittel für Stromstärke und Intensität des magnetischen Feldes genommen. Die so erhaltenen Werthe wurden darauf gerade auf $9^{\circ}, 11^{\circ}$ etc. reducirt, indem angenommen wurde, dass bei Aenderung des Stromes um $0,1^{\circ}$ die Intensität zuerst um 7,0, dann bei stärkeren Strömen um resp. 7,5, 8,0, 8,5 Intensitäten sich änderte. Die etwaige Ungenauigkeit dieser Reductionen kann nicht bedeutend sein, da die beobachteten Ablenkungen der Tangentenbussole meistens nur um wenige Hundertstel von den ganzen Zahlen abweichen. Die hier folgende Tabelle enthält unter J die Mittelwerthe aus 4–5 derartigen Einzelwerthen, und zwar für den Nordpol und Südpol des Magnets besonders, unter mv die mittleren Variationen und unter A den Ausschlag der Tangentenbussole.

Nordpol.			Südpol.		
A	J	mv	A	J	mv
9°	635	4,3	9°	671	2,2
11	779	6,5	11	822	7,5
13	928	8,9	13	971	5,5
15	1082	9,1	15	1121	9,3
17	1238	13,6	17	1280	6,1
19	1400	8,8	19	1442	5,9
21	1578	7,8	21	1615	9,8
23	1745	4,5	23	1789	6,4

Die Intensitäten für die zwischenliegenden Werthe von A wurden durch geometrische Interpolation bis auf $0,1^{\circ}$ bestimmt und dann part. prop. benutzt.

Zur Beobachtung der Rotation wurde nun ein gleicher Apparat wie der in der angeführten Abhandlung benutzte und beschriebene angefertigt. Es war $a = 40,22$ mm; b bei den verschiedenen Versuchsreihen verschieden, da die innere Electrode durch den galvanischen Strom stark abgenutzt wurde; es schwankte zwischen 13 und 14 mm; $d = 4,05$ mm. Es wurde auch wieder die halbe Umlaufszeit gemessen mit

Hülfe von Diamantstrichen, die auf der Deckplatte gezogen waren, und zwar möglichst von Theilchen, die sich am schnellsten bewegten.

Um die Mittelebene des Flüssigkeitsringes genau in die Ebene der Drehwage zu bringen, wurde ein ca. 2 mm dickes Dreieck aus Kupfer auf den Eisenkern des Electromagnets gelegt, und zwar so, dass die Ecken des Dreiecks über den Eisenkern hinwegragten. In diese 3 Ecken fassten 3 Stellschrauben, auf die der Apparat aufgesetzt und so von unten der Drehwage genähert wurde. Als er die Zinkplatte der Drehwage in allen Punkten berührte, wurde die letztere fortgenommen und unter den Apparat auf die Stellschrauben ein Kupferring von genau 2 mm Dicke gelegt. Man konnte annehmen, dass die Mittelebene des Flüssigkeitsringes sich jetzt genau in der Ebene der Drehwage befand.

Die Werthe von $\omega(\pi^3/4A)$ wurden ebenfalls aus der oben angegebenen Formel für alle ganzen Werthe von r und für $r = 14,5; 15,5; 16,5$ berechnet und die zwischenliegenden Werthe mit Hülfe graphischer Interpolation bestimmt.

Der Radius des inneren Electrodenringes wurde etwas grösser genommen, weil dadurch ein weniger steiler Gang der Geschwindigkeitscurve bedingt wird, sodass kleine Fehler beim Ablesen des Bahnhaltmessers einen geringeren Einfluss auf das Resultat haben.

Zur Messung der Stärke der beiden Ströme, die durch die Spirale und den Flüssigkeitsring gingen, wurden dieselben beiden Tangentenbussolen benutzt wie oben bei der Bestimmung der Intensität des magnetischen Feldes, und zwar standen sie auch an denselben Plätzen. Die Tangentenbussole, welche die Stärke des durch die Spirale gehenden Stromes anzeigte, ist in den folgenden Tabellen mit A bezeichnet, die andere mit B ; diese letztere konnte auch zur Messung stärkerer Ströme, als der bei den oben beschriebenen Versuchen benutzten angewendet werden, da zugleich noch ein dickerer Draht in nur 10 Windungen herumgeführt war. Im letzteren Falle, in welchem wir die Tangentenbussole mit B_1 bezeichnen, ist ihr Reductionsfactor = 7,212. Abgelesen

wurden die Bussolen nur vor und nach der Bestimmung der Umlaufszeit und des Bahnhalbmessers mehrerer Schellacktheilchen, da die Ströme sich meistens während mehrerer Minuten nur um wenige Hundertstel eines Grades änderten. Zeigte sich eine grössere Aenderung, so wurde unter der Annahme interpolirt, dass der Strom sich in der Zwischenzeit stetig geändert habe. Bei Benutzung von Bunsen'schen Bechern zu beiden Strömen konnten bis zu 12 Umlaufzeiten bestimmt werden, ohne dass sich eine wesentliche Aenderung in der Stromstärke gezeigt hätte. Es wurden an beiden Bussolen je 4 Ablesungen gemacht, indem jedesmal beide Glasfäden abgelesen und ausserdem der Strom commutirt wurde. Um einen gegenseitigen Einfluss auszuschliessen, waren die beiden Bussolen über 2 m voneinander und über 3 m vom Electromagnet entfernt aufgestellt.

Der Bahnhalmmesser des Schellacktheilchens wurde am Anfange und am Ende des halben Umlaufes mit Hülfe eines auf die Deckplatte längs eines Diamantstriches eingezätzten Glasmaasstabes bestimmt. Diese beiden Messungen sind in den folgenden Tabellen unter r_1 und r_2 angegeben, dann folgt unter t die halbe Umlaufszeit, darauf das Mittel aus den Ablesungen der Tangentenbussolen, sodann der interpolirte Werth von ω ($\pi^3/4A$), dann die aus diesen Daten berechnete Reibungsconstante und schliesslich die Abweichung derselben von ihren Mittelwerthen m . Da sich nämlich im Verlaufe der Untersuchungen zeigte, dass die Werthe der Reibungsconstanten in der Nähe der beiden Electroden besonders gross waren bis zu einer Grenze, die bei den verschiedenen Umständen verschieden war, aber durch einen meistens ziemlich plötzlichen Sprung in der Grösse der Werthe kenntlich war, so wurden hierfür besonders die Mittel bestimmt und dann von 5 zu 5 mm. Der Einfachheit halber ist aber nur eine mit Zinkvitriol und eine mit Kupfervitriol angestellte Beobachtungsreihe vollständig angegeben und von den übrigen nur die Mittelwerthe.

Zinkvitriollösung.

Beobachtungsreihe XI.

Reductions f. von $B = 1,0574$; $a = 40,22$; $b = 13,4$; Südpol.

r_1	r_2	t	Tangentenbussole		$\omega \frac{\pi^3}{4A}$	η	Abweh. v. m
			A	B			
15,7	15,7	19,9	22,56	42,34	0,0518	2,846	+ 0,059
16,0	15,6	18,9	22,91	43,18	520	803	016
16,3	16,1	20,3	22,81	42,11	522	896	109
16,5	16,1	17,9	22,89	43,04	513	605	— 182
17,0	16,8	17,2	22,91	43,18	508	492	+ 0,088
17,3	17,0	17,8	22,89	42,95	503	532	128
17,2	17,2	17,5	—	43,04	502	492	088
18,7	18,4	19,5	—	42,95	450	482	078
19,0	18,8	19,6	—	42,90	435	407	003
19,4	19,1	19,7	—	43,04	421	353	— 051
19,3	19,3	20,8	22,87	42,61	419	433	+ 029
20,3	20,1	20,9	22,89	42,95	384	249	— 155
20,8	20,8	22,5	—	42,90	363	306	098
21,0	20,7	22,3	22,91	43,18	361	296	108
21,9	21,8	26,2	22,87	42,70	331	429	— 0,011
22,3	22,0	25,9	22,89	42,90	321	347	093
23,2	23,0	29,8	22,87	42,70	295	462	+ 022
23,7	23,5	29,2	22,89	42,90	283	333	— 107
24,9	24,9	34,4	22,87	42,79	255	464	+ 024
25,1	24,8	36,2	22,80	41,95	254	498	058
25,5	25,5	36,7	22,87	42,61	243	490	050
26,0	25,4	37,6	—	42,79	239	499	059
26,5	26,1	41,9	22,80	41,85	219	484	— 0,093
27,0	26,8	43,9	22,87	42,61	218	672	+ 095
29,2	29,2	50,0	—	42,49	185	572	— 005
29,3	29,5	50,7	—	—	183	580	+ 003
31,3	31,4	61,8	22,86	42,28	160	725	+ 0,103
31,0	31,0	58,7	—	—	164	653	031
32,1	32,5	62,7	—	42,39	151	619	— 003
33,0	32,8	66,7	22,81	42,06	145	643	+ 021
34,3	34,4	69,2	22,87	42,49	132	543	— 079
35,1	35,1	81,2	22,81	42,11	126	796	+ 174
35,3	35,1	77,9	—	42,06	125	379	— 243
38,0	38,3	130,6	22,80	41,90	083	940	— 0,062
38,1	38,2	136,4	—	41,85	—	3,065	+ 063

Kupfervitriollösung.

Beobachtungsreihe XII.

Reductions f. von $B_1 = 7,2120$; $a = 40,0$; $b = 13,92$; Südpol.

r_1	r_2	t	Tangentenbussole		$\omega \frac{\pi^3}{4A}$	η	Abweich. v.
			A	B_1			m
15,0	15,2	33,7	8,68	14,08	0,0389	2,477	+0,104
15,7	15,5	27,4	8,50	14,83	454	268	— 105
16,1	16,1	23,9	8,59	15,11	483	353	020
16,7	17,0	23,7	—	—	491	372	001
16,8	16,9	26,6	8,68	14,08	490	463	+ 090
17,6	17,5	27,1	—	—	475	432	059
17,9	17,8	24,1	8,59	15,11	486	247	— 126
18,0	18,0	23,9	8,50	14,93	464	182	+0,017
19,0	18,9	25,3	—	—	428	131	— 034
19,5	19,2	25,9	8,59	15,11	415	141	024
20,0	19,8	27,4	—	—	394	201	+ 036
20,6	20,6	30,9	8,49	14,64	370	201	036
21,0	20,8	30,9	—	—	359	136	— 029
21,1	21,1	30,9	8,50	14,93	353	146	+0,058
21,9	21,8	31,1	8,59	15,11	330	092	004
22,8	22,7	35,4	8,50	14,83	304	103	015
23,6	23,8	38,2	—	—	281	092	004
23,9	23,8	38,5	—	14,93	277	098	010
24,0	24,0	36,0	—	—	274	941	— 147
24,1	24,1	39,8	—	14,64	272	084	004
24,8	24,8	43,5	—	—	257	152	+ 064
26,0	26,0	47,5	—	14,83	234	172	—0,001
26,4	26,0	48,2	—	14,64	230	134	039
26,9	26,8	51,3	—	—	219	163	010
27,1	27,2	50,9	—	14,83	213	118	035
27,4	27,1	51,9	—	14,64	213	128	045
28,2	28,1	58,2	—	14,49	199	207	+ 034
28,5	28,5	63,4	8,68	14,08	194	324	151
30,8	30,8	67,0	8,79	14,64	166	141	— 032
31,1	31,3	71,8	—	14,49	162	215	+0,019
31,9	31,9	73,1	—	—	155	158	— 038
32,7	32,6	80,9	—	—	147	265	+ 069
32,8	32,9	79,6	—	—	144	183	— 013
33,5	33,6	81,5	—	—	139	158	038
34,4	34,7	97,7	—	—	130	419	—0,032
35,9	35,9	102,8	—	—	118	310	141
37,0	37,2	131,9	8,46	14,31	103	548	+ 097
38,5	38,3	182,2	—	—	074	529	078

Mittelwerthe für die Zinkvitriollösung.

I. Beobachtungsreihe.

$$A = 19^{\circ}; B_1 = 10,3^{\circ}.$$

$r = 10-15$	$m = 2,666$	$mv = 0,067$
16-20	2,636	0,060
21-25	2,570	0,085
26-30	2,720	0,176
31-38	3,029	0,129

Hauptmittel 2,718.

III. Beobachtungsreihe.

$$A = 13,7^{\circ}; B_1 = 19,0^{\circ}.$$

$r = 16-20$	$m = 2,668$	$mv = 0,061$
21-25	2,621	0,055
26-30	2,612	0,053
31-35	2,703	0,133

Hauptmittel 2,647.

V. Beobachtungsreihe.

$$A = 12,7^{\circ}; B_1 = 28,0^{\circ}.$$

$r = 15-16$	$m = 2,532$	$mv = 0,075$
17-20	2,173	0,090
21-25	2,124	0,049
26-30	2,113	0,102
31-35	2,135	0,056
36-37	2,377	0,032

Hauptmittel 2,187.

VII. Beobachtungsreihe.

$$A = 18,5^{\circ}; B = 42,5^{\circ}.$$

$r = 14-15$	$m = 2,534$	$mv = 0,043$
16-20	2,465	0,030
21-25	2,407	0,028
26-30	2,530	0,013
31-35	2,563	0,035
36-38	2,617	0,036

Hauptmittel 2,502.

IX. Beobachtungsreihe.

$$A = 23,0^{\circ}; B = 25,0^{\circ}.$$

$r = 15-16$	$m = 2,581$	$mv = 0,161$
17-20	2,304	0,036
21-25	2,379	0,059
26-30	2,442	0,046
31-35	2,573	0,089
36-38	2,656	0,087

Hauptmittel 2,467.

II. Beobachtungsreihe.

$$A = 8,5^{\circ}; B_1 = 13,1^{\circ}.$$

$r = 14-16$	$m = 3,050$	$mv = 0,251$
17-20	2,643	0,083
21-25	2,713	0,067
26-30	2,872	0,031
31-36	3,203	0,308

Hauptmittel 2,881.

IV. Beobachtungsreihe.

$$A = 12,8^{\circ}; B = 42,8^{\circ}.$$

$r = 15-16$	$m = 2,801$	$mv = 0,132$
17-20	2,462	0,057
21-25	2,427	0,048
26-30	2,485	0,037
31-35	2,468	0,063

Hauptmittel 2,502.

VI. Beobachtungsreihe.

$$A = 19,6^{\circ}; B = 18,0^{\circ}.$$

$r = 15-16$	$m = 2,949$	$mv = 0,039$
17-20	2,806	0,090
21-25	2,701	0,053
26-30	2,936	0,105
31-35	2,830	0,098
36-38	3,345	0,193

Hauptmittel 2,880.

VIII. Beobachtungsreihe.

$$A = 18,5^{\circ}; B = 55,0^{\circ}.$$

$r = 15-16$	$m = 2,627$	$mv = 0,051$
16-20	2,203	0,072
21-25	2,131	0,034
26-30	2,256	0,026
31-35	2,349	0,056
36-38	2,529	0,160

Hauptmittel 2,285.

X. Beobachtungsreihe.

$$A = 23,5^{\circ}; B = 33,5^{\circ}.$$

$r = 15-16$	$m = 2,752$	$mv = 0,132$
17-20	2,500	0,039
21-25	2,425	0,038
26-30	2,419	0,052
31-35	2,599	0,102
36-38	2,848	0,057

Hauptmittel 2,567.

XI. Beobachtungsreihe.

$$A = 22,9^{\circ}; \quad B = 43,0^{\circ}.$$

$r = 15-16$	$m = 2,787$	$mv = 0,091$
17-20	2,404	0,082
21-25	2,440	0,053
26-30	2,577	0,049
31-35	2,622	0,093
38	3,002	0,062

Hauptmittel 2,554.

Mittelwerthe für die Kupfervitriollösung.

XII. Beobachtungsreihe.

$$A = 8,6^{\circ}; \quad B_1 = 14,8^{\circ}.$$

$r = 15-17$	$m = 2,373$	$mv = 0,072$
18-20	2,165	0,029
21-25 ¹	2,088	0,038
26-30	2,173	0,041
31-33	2,196	0,035
34-38	2,451	0,087

Hauptmittel 2,215.

XIII. Beobachtungsreihe.

$$A = 13,5^{\circ}; \quad B_1 = 14,8^{\circ}.$$

$r = 14-16$	$m = 2,371$	$mv = 0,126$
17-20	2,283	0,034
21-25	2,154	0,028
26-30	2,150	0,029
31-34	2,174	0,020
35-40	2,406	0,119

Hauptmittel 2,255.

XIV. Beobachtungsreihe.

$$A = 18,6^{\circ}; \quad B = 54,5^{\circ}.$$

$r = 15-17$	$m = 2,407$	$mv = 0,200$
18-20	2,325	0,047
21-25	2,124	0,066
26-30	2,037	0,044
31-35	2,073	0,065
36-40	2,140	0,083

Hauptmittel 2,152.

XV. Beobachtungsreihe.

$$A = 23,2^{\circ}; \quad B = 27,0^{\circ}.$$

$r = 14-20$	$m = 2,311$	$mv = 0,040$
21-25	2,244	0,016
26-30	2,221	0,035
31-36	2,303	0,026

Hauptmittel 2,284.

XVI. Beobachtungsreihe.

$$A = 22,0^{\circ}; \quad B = 41,0^{\circ}.$$

$r = 14-15$	$m = 2,553$	$mv = 0,051$
16-20	2,324	0,036
21-25	2,242	0,028
26-30	2,242	0,034
31-35	2,304	0,033
36-40	2,492	0,114

Hauptmittel 2,315.

XVII. Beobachtungsreihe.

$$A = 21,8^{\circ}; \quad B = 55,0^{\circ}.$$

$r = 15$	$m = 2,348$	$mv = 0,066$
16-20	2,139	0,052
21-25	2,152	0,028
26-30	2,175	0,033
31-36	2,233	0,016
37-40	2,415	0,099

Hauptmittel 2,208.

Discussion der Resultate.

Die Reibungsconstante für verschiedene Lösungen von Zinkvitriol ist von Grottrian mit Hülfe einer in der Lösung schwingenden Scheibe bestimmt worden. Die von ihm gefundenen Werthe sind dann von Grossmann¹⁾ nach genaueren

1) Grossmann, Wied. Ann. 18. p. 119. 1883.

Formeln umgerechnet. Sie stehen in der folgenden Tabelle, in der % die Procente der Lösung, t die Temperatur, η die Reibungsconstante und ρ die Dichte bezeichnet.

%	t	ρ	η	%	t	ρ	η
7,41	9,55	1,5908	1,0805	19,61	15,23	2,7212	1,2298
	14,42	1,4197	794		21,77	2,3061	—
11,08	9,12	1,9345	1,1229	22,61	9,31	4,0372	1,2735
	13,56	1,7182	18		14,39	3,5075	18
14,85	9,82	2,3850	1,1692	29,75	15,34	6,2522	1,3795
	13,90	2,1116	79		21,43	5,1391	71

Wie hieraus ersichtlich, ändert sich der Werth der Reibungsconstante namentlich bei concentrirteren Lösungen sehr stark mit der Temperatur und mit der Dichtigkeit. Die bei den obigen Versuchen benutzte Lösung hatte ca. das specifische Gewicht 1,21, sodass ihre Reibungsconstante ca. 2,6 betragen musste, was auch einige Beobachtungsreihen bestätigen.

Bei einem Blicke über die Tabellen finden wir zunächst, dass der Werth der Reibungsconstante fast immer an einer mittleren Stelle ein Minimum hat und von dort nach beiden Seiten hin zunimmt. Ausgenommen hiervon sind nur die Tabellen IV und VI, wo jedesmal 2 Minima sind. In Tabelle IV ist jedoch das zweite Minimum nur sehr wenig von dem vorhergehenden Werthe verschieden, und in VI ist an der Stelle des zweiten Minimums die mittlere Variation so bedeutend, dass in beiden Fällen mit grosser Wahrscheinlichkeit auf eine zufällige Störung geschlossen werden kann, welche daraus entstanden ist, dass die Theilchen nicht genau in der Mittelebene waren. Besonders stark zeigt sich dies Anwachsen beim Zinkvitriol, bei dem auch die Abweichungen der Einzelwerthe von ihrem Mittelwerthe im allgemeinen bedeutend grösser sind als beim Kupfervitriol. Der Grund liegt wohl hauptsächlich darin, dass bei der Zinkvitriollösung kleine Gasbläschen an beiden Electroden in grosser Menge entstanden selbst durch schwache Ströme, in deren Nähe man die Verminderung der Schnelligkeit deutlich erkennen konnte; ferner darin, dass bei stärkeren Strömen sich die Schellacktheilchen mit dem ausgeschiedenen Zinkvitriol umgaben und

in grösseren Mengen vereinigten, die sich am Boden festsetzten und die Bewegung der in ihre Nähe kommenden Theilchen verlangsamten. Dagegen zeigte das Kupfervitriol gar keine derartige Störung; es sammelten sich vielmehr die Schellacktheilchen sehr bald in der Ebene der grössten Rotationsgeschwindigkeit, sodass nur sehr wenige Beobachtungen aus obigen Tabellen weggelassen werden mussten. Dagegen störte bei beiden Lösungen der Umstand, dass die Schellacktheilchen sich theilweise an den beiden Electroden festsetzten und so die Bewegung in ihrer Nähe verlangsamten.

Es erhebt sich nun zunächst die Frage, ob die der Berechnung zu Grunde gelegte Formel als hinreichend genau anzusehen ist. Es war nämlich zur Vereinfachung der allgemeinen hydrodynamischen Differentialgleichungen angenommen, dass die Bewegung stationär sei, dass ferner die Geschwindigkeiten u und v so klein seien, dass die mit denselben multiplicirten Glieder vernachlässigt werden können, und schliesslich, dass der Druck constant sei. Nun wäre es denkbar, dass die zweite Annahme nicht ganz zulässig sei, und Hr. Prof. Riecke erklärt auch hierdurch den Umstand, dass in der Nähe des inneren Electrodenrandes die beobachteten Geschwindigkeiten erheblich hinter den berechneten zurückbleiben. Allein es zeigt sich dies Verhalten auch bei äusserst langsamer Bewegung, z. B. ebensowohl in Tabelle V wie VI, obwohl in der letzteren die Geschwindigkeit ganz bedeutend geringer ist, sodass diese Erklärung ausgeschlossen zu sein scheint. Wir können demnach annehmen, dass durch obige Voraussetzung kein merklicher Fehler in der Formel entstanden ist.

Es wäre ferner denkbar, dass die Zunahme der Reibungsconstante von der Mitte nach beiden Seiten durch eine Inhomogenität des magnetischen Feldes hervorgerufen sei. Allein eine Untersuchung des Electromagnets zeigte, dass dieser gerade am inneren und besonders am äusseren Rande qedeutend stärker war, als in der Mitte, sodass die Reibungsconstante eher nach beiden Seiten hin hätte abnehmen müssen. Ein Einfluss der Stromstärke auf das Anwachsen ist auch nicht sicher zu constatiren. Es zeigt sich zwar die

geringste Differenz der Werthe in der Mitte und am Rande in Tabelle III und XV, und bei beiden Versuchsreihen waren die schwächsten Ströme von 2 Daniell'schen Bechern benutzt, sodass ein Einfluss der Stromstärke vermuthet werden könnte; allein in den Tabellen VI und IX zeigt sich wieder das starke Anwachsen bei derselben Stromstärke.

Was nun die verschiedenen Werthe der Reibungsconstante in den verschiedenen Tabellen anbetrifft, so kann man aus einer Aenderung ihres Werthes bei Aenderung der Stromstärke oder des magnetischen Feldes noch nicht mit Sicherheit den Einfluss der letzteren bestimmen, da bei den verschiedenen Versuchsreihen weder die Temperatur, noch die Dichtigkeit ganz dieselbe war. Da nämlich die Schellacktheilchen allmählich in der zuerst bereiteten Lösung unter sanken, so musste dieselbe, wenn auch nur in ganz geringem Maasse, verstärkt werden. Ganz unvergleichbar mit den anderen werden die in den ersten beiden Tabellen enthaltenen Werthe sein, da die Versuche mit einer neuen Lösung angestellt werden mussten, die wohl kaum der ersten ganz gleich gewesen sein dürfte. Sie fanden nämlich zuletzt statt, nachdem bereits die erste Lösung durch viele vergebliche Versuche, und weil zu einer Versuchsreihe der Apparat häufig mehrmals gefüllt werden musste, aufgebraucht war. Tabelle I dient auch hauptsächlich zur Charakterisirung des Einflusses der Vergrößerung der inneren Electrode auf die Uebereinstimmung der Einzelbeobachtungen, den man leicht erkennt, wenn man die mittleren Variationen der Tabelle I mit denjenigen der Tabelle VIII vergleicht, da in beiden Fällen ziemlich gleiche Stromstärken und Intensitäten des magnetischen Feldes benutzt waren.

Aus den Tabellen III, IV, V und VI, VII, VIII folgt aber doch mit grosser Wahrscheinlichkeit, dass die innere Reibung einer in electrolytischer Zersetzung begriffenen Flüssigkeit mit der Zunahme der Stromstärke abnimmt, da der Unterschied wohl zu bedeutend ist, um allein auf Rechnung einer geringen Temperatur- oder Dichtigkeitsänderung geschrieben zu werden. Freilich zeigt sich dasselbe Verhalten nicht in IX, X, XI; doch sind bei diesen drei Versuchs-

reihen nur wenig verschiedene und ziemlich schwache Ströme angewendet, sodass der Einfluss der Stromstärke durch die Fehlervorgänge verdeckt sein kann. Allerdings nimmt auch beim Kupfervitriol in den Tabellen XV, XVI, XVII der Werth erst etwas zu bei Verstärkung der Stromstärke, doch liegt die Differenz innerhalb der mittleren Variation und in den Tabellen XII, XIII, XIV, XVII zeigt sich bei ziemlich gleichen Werthen und ziemlich gleich starken Strömen eine deutliche Abnahme gegen XV und XVI mit schwächeren Strömen. Da ausserdem nur bei den Versuchsreihen VIII, XII, XIII, XIV, XVII der Strom von 1 Bunsen'schen Becher und bei V derjenige von 2 Bechern benutzt ist, und da diese sämmtlich eine deutliche Abnahme der Reibungsconstante zeigen, so folgt mit grosser Wahrscheinlichkeit, dass die innere Reibung der betrachteten Flüssigkeiten durch den galvanischen Strom vermindert wird.

Stärkere Ströme anzuwenden, war nicht möglich; beim Kupfervitriol konnten schon 2 Bunsen'sche Becher nicht mehr benutzt werden, da sich an der inneren Electrode Krystalle bildeten, die ein fast vollständiges Aufhören des Stromes bewirkten. Auch beim Zinkvitriol schlug ein zweiter Versuch mit 2 Bechern fehl.

Die Intensität des magnetischen Feldes scheint keinen merklichen Einfluss auszuüben, da in den Tabellen IV, VII, XI und XII, XIII, XIV, XVII die Werthe der Reibungsconstante nicht wesentlich voneinander verschieden sind.

Auf der Taf. I Fig. 7 sind für die Beobachtungsreihen III, VIII, XIII, XV die Winkelgeschwindigkeiten, welche sich für das jedesmalige Hauptmittel der Reibungsconstanten bei constanter Stromstärke und Intensität des magnetischen Feldes ergeben müssten, durch die Curven dargestellt, während die beobachteten Winkelgeschwindigkeiten nach Reduction auf dieselbe Stromstärke und Intensität des magnetischen Feldes durch punktirte Linien miteinander verbunden sind.

Zum Schlusse möge es mir gestattet sein, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. E. Riecke, an dieser Stelle meinen innigsten Dank auszusprechen für seine freundliche Unterstützung.

XIII. Ueber eine neue Methode zur Zerlegung des weissen Lichtes in Complementärfarben; von Wilhelm von Bezold.¹⁾

(Hierzu Taf. I Fig. 8—9.)

Die Zerlegung des weissen Lichtes in Paare von Complementärfarben lässt sich bekanntlich nach dem Vorgange von Duboscq in verhältnissmässig einfacher Weise einem Auditorium vorführen.

Man zerlegt das durch eine Spalte einfallende weisse Licht in gewöhnlicher Weise in seine Bestandtheile und bringt eine Cylinderlinse so in den Weg des aus dem Prisma austretenden Farbenfächers, dass sie ohne Anwendung weiterer Apparate die Strahlen wieder zu einem farblosen Spaltbilde vereinigen würde. Ehe dies jedoch zustande kommt, schaltet man in den Weg der Strahlen noch ein ganz schmales Prisma mit ganz spitzem brechenden Winkel ein, welches aus dem Farbenfächer einen schmalen Streifen herausnimmt und zur Seite wirft, sodass nur mehr ein Rest der Strahlen zum Spaltbilde vereinigt wird, und das letztere dementsprechend in der Complementärfarbe des zur Seite geworfenen Lichtes erscheinen muss. Man sieht also dann auf einem auffangenden Schirme in einiger Entfernung voneinander zwei Spaltbilder in complementärer Färbung.

Bei dieser Art, den Versuch anzustellen, bedarf man, abgesehen vom Prisma und der Cylinderlinse, die ohnehin in keiner physikalischen Sammlung fehlen, noch des schmalen Prismas mit minimalem Brechungswinkel, das ausschliesslich zu diesem Experimente zu beschaffen ist.

Es wird deshalb nicht ganz überflüssig sein, eine neue Methode zur Zerlegung des Lichtes in Complementärfarben zu beschreiben, bei welcher eine sehr einfache Vorrichtung an die Stelle des letztgenannten Prismas tritt, und überdies noch ein weiterer Vortheil erreicht wird.

1) Kurze Mittheilung darüber in den Verhandlungen der Berliner physikalischen Gesellschaft vom 3. März 1887.

Diese Vorrichtung verschafft man sich sehr einfach auf folgende Weise:

Man nimmt ein Planparallelglas (Spiegelplatte) ungefähr von den Dimensionen der Cylinderlinse und überzieht es auf der einen Seite mit Stanniol.

Die so erhaltene Belegung halbirt man zuerst durch einen scharfen (horizontalen) Schnitt AB (Fig. 8) und führt dann senkrecht auf AB zu beiden Seiten des Mittelpunktes in wenigen Millimetern Abstand zwei weitere scharfe Schnitte fe und gh , sodass die ganze Belegung in sechs Theile getheilt wird.

Hierauf löst man drei dieser Theile in der Weise vom Glase ab, dass auf der einen Seite von AB , ich will annehmen auf der oberen Hälfte der schmale Streifen zwischen fe und gh in Wegfall kommt, während die Fortsetzung dieses Streifens auf der unteren Hälfte belassen und statt dessen die sie einfassenden rechteckigen Stücke abgetragen werden.

Der so entstandene Schirm bietet demnach einen Anblick dar, wie er durch Fig. 8 versinnlicht wird, wobei die schwarzen Partien den übrig gelassenen Rest der Belegung bedeuten.

Bezeichnet nun (Fig. 9_a) L den einfallenden Strahl weissen Lichts, P das Prisma, C die Cylinderlinse und SS den Schirm, auf welchem das weisse Spaltbild entsteht, wenn sonst keine weiteren Apparate in den Weg der Strahlen eingeschaltet werden, und führt man dann dicht bei C den eben beschriebenen Schirm ein, so erscheint die obere Hälfte S_1 des Spaltbildes in jener Spectralfarbe, welche durch den Schlitz bei eh hindurchgehen konnte, die untere Hälfte S_2 hingegen (Fig. 9_b) zeigt jene Farbe, wie sie durch Mischung der übrigen Farben hervorgebracht wird.

Die beiden Hälften des Spaltbildes sind demnach complementär gefärbt, jedoch von sehr verschiedenem Sättigungsgrade (Reinheit). Während die obere Hälfte S_1 eine nahezu reine Spectralfarbe zeigt, ist die Complementärfarbe in S_2 blass.

Genau dasselbe ist natürlich auch der Fall, wenn man die

von Duboscq angegebene Methode der Zerlegung anwendet, aber der grosse Unterschied der Sättigung fällt bei dieser Methode nicht ins Auge, weil die Entfernung der beiden complementären Bilder die Vergleichung erschwert, bei der eben beschriebenen aber tritt er sehr lebhaft hervor, und möchte ich eben darin einen besonderen Vorzug derselben erblicken.

Berlin, im Mai 1887.

XIV. *Zur Kenntniss der Beziehungen zwischen optischen Eigenschaften und Constitution der Verbindungen; von Eduard Kock.*

Bekanntlich treten in den Absorptionsspectren gefärbter Körper Veränderungen ein, wenn gewisse Atome derselben durch andere Atome ersetzt werden. Die Zahl der in dieser Richtung erschienen Arbeiten ist noch eine relativ kleine; es sei hier auf die Untersuchungen von G. Krüss und S. Oeconomides¹⁾, J. H. Stebbins²⁾ und Bernthsen und Goske³⁾ verwiesen.

Die von Krüss und Oeconomides untersuchten Verbindungen sind hauptsächlich Indigo, Fluorescein und deren Derivate. Die Verfasser kommen durch ihre Untersuchungen zu dem Schlusse, dass die Einführung von Methyl, Oxymethyl, Aethyl, Brom an die Stelle eines Atomes Wasserstoff des Benzolkernes oder der Seitenkette eine Verschiebung der Absorption gegen das rothe Ende des Spectrums hervorruft, während die Einführung einer Amido- oder Nitrogruppe im allgemeinen das Gegentheil bewirkt.

Bei den unten beschriebenen Versuchen stellte ich mir

1) G. Krüss u. S. Oeconomides, Chem. Ber. 16. p. 2031. 1883 u. 18. p. 1426. 1885.

2) J. H. Stebbins, Amer. chem. Journ. 6. p. 304. 1885.

3) Bernthsen u. Goske, Chem. Ber. 20. p. 933. 1887.

die Aufgabe, zu untersuchen, welche Veränderungen in den Absorptionsspectren einiger Nitroverbindungen hervorruft:

- a) der Ersatz des Wasserstoffes im Benzolkern durch Cl, Br und J;
- b) der Ersatz desselben durch Alkyle;
- c) der Ersatz des Alkyls einer primären Amidogruppe durch Homologe und durch Phenyl und
- d) die Vertretung des Wasserstoffes einer primären Amidogruppe durch ein Alkyl.

Da es bei der Vergleichung solcher Absorptionsspectren wesentlich ist, unter möglichst gleichen Bedingungen zu arbeiten, vor allem die Intensität der Lichtquelle sich nicht ändern darf, und eine schnell aufeinander folgende Beobachtung erwünscht ist, so wurde folgender Apparat construiert.

In einer Führung liess sich ein Schlitten verschieben, auf den die Absorptionströge gestellt wurden. Sie wurden durch Leisten, die gleichzeitig mit ihnen in eine Furche des Schlittens eingelegt waren, in dieser festgeklemmt. Es konnten 6 Tröge nebeneinander aufgestellt werden. Ein verticales, mit sechs kreisrunden Oeffnungen versehenes, geschwärztes Messingblech liess nur die Strahlen auf den Spalt des Spectroskopes fallen, welche die absorbirenden Körper passirt hatten, fing aber diejenigen Strahlen ab, welche nur durch die Glasheile des Troges gegangen waren. Den Schlitten konnte man mittelst zweier an seinen Enden befindlicher Schnüre vor dem Spalt vorbeiziehen; eine Einschnappfeder hielt ihn fest, sobald der Mittelpunkt eines Troges sich gerade vor demselben befand.

Die Breite der oben erwähnten Furche war so gewählt, dass 3 Tröge hintereinander aufgestellt werden konnten, dass man also dieselbe Lösung in der einfachen, zweifachen und dreifachen Schicht untersuchen konnte.

Die Absorptionströge bestanden aus einer Glasplatte, in die in der Mitte ein kreisrundes Loch gebohrt war, von dem aus nach der einen Kante ein Schlitz nach dem Rande ging. Auf ihre beiden Seiten wurden andere Glasplatten gekittet. Dadurch, dass alle durchbohrten Glasplatten aus derselben

Sp
alle

rei
lich
hin
me
hal
ein
mä
bar
Ge
Me
Co
gen
sog
run
gen
lini

cur
pol
W

Nitros
Nitros
Nitros
Nitros
Nitros
Nitros
Nitros

Spiegelglasplatte von 4,3 mm Dicke hergestellt waren, hatten alle absorbirenden Schichten dieselbe Dicke.

Die untersuchten Körper gehören zu der wenig zahlreichen Klasse derjenigen Substanzen, welche eine continuirliche, vom Roth und vom Blau in das sichtbare Spectrum hineinreichende Absorption zeigen. Sie lassen ein grünes, mehr oder weniger breites Lichtband übrig. Es wird deshalb auch hier wie in manchen anderen Fällen statt von einem Absorptionsspectrum und Absorptionsbanden zweckmässig von einem Transmissionsspectrum und Transmissionsbanden die Rede sein. Die Lösungen in Alkohol und einem Gemisch aus Chloroform und Alkohol enthalten moleculare Mengen der betreffenden Verbindungen; sie wurden in zwei Concentrationen untersucht. Da die Lösungen der Halogenverbindungen sich schnell zersetzten, so wurden sie sogleich nach der Darstellung gewonnen. Vor der Ausführung der Messungen waren auf der Scala des Apparates folgende Zahlen für die Lage einiger der wichtigsten Spectrallinien abgelesen worden:

Ka α auf Theilstrich 18	Tl α auf Theilstrich 68,5
Li α " " 32,5	Sr δ " " 103
Na " " 50	Cs β u. α " " 107,5 u. 110
Ca β " " 61,7	

Auf Grund dieser Ablesungen wurde eine Wellenlänge-curve construirt, aus welcher sich durch graphische Interpolation für die abgelesenen Transmissionsgrenzen folgende Werthe in Wellenlängen ergaben:

Concentrirte Lösung.

	Concentration der Lösung	Einfache	doppelte	dreifache Schicht
Nitrosomethylanilin . . .	1,12 g ^{in 100 g} Alkohol	645 695	616 500	570 502
Nitrosodimethylanilin . . .	1,25 " "	675 510	604 516	604 511
Nitrosoäthylanilin . . .	1,25 " "	657 596	657 503	Undurchsicht.
Nitrosodiäthylanilin . . .	1,47 " "	667 506	616 516	493 516
Nitrosopropylanilin . . .	1,35 " "	675 496	623 503	579 510
Nitrosoisobutylanilin . . .	1,47 " "	667 496	593 503	570 504
Nitrosomethyl-o-Toluidin . .	1,25 " "	681,5 496	627 503	601 506

Verdünnte Lösung.

	Concentrat. der Lösung		einfache	doppelte	dreifache Schicht
		in 100 g Alkohol			
Nitrosomethylanilin	0,28 g		735,5 476	720 486	682 487
Nitrosodimethylanilin . . .	0,31 "	"	750,5 496	694 500	682 505
Nitrosoäthylanilin	0,31 "	"	728 486	735,5 487	671,5 490,5
Nitrosodiäthylanilin	0,37 "	"	720 496	699 501,5	675 506
Nitrosopropylanilin	0,34 "	"	735,5 482	716 486	659 491
Nitrosoisobutylanilin . . .	0,37 "	"	735,5 482	720 487	659 491
Nitrosomethyl-o-Toluidin . .	0,31 "	"	767 486	735,5 490,5	735,5 495
Nitrosoäthyl o-Toluidin . .	0,35 "	"	750,5 491	728,5 496	675 496
Nitrosodiphenylamin	0,41 "	"	714 536	694 542	681,5 554
Nitrosoäthyl- α -Naphthylamin .	0,42 "	"	750 506	718 507,5	728,5 511,5
Nitrosodimethyl-m-Chloranilin	0,38 "	Chloro- form- alkohol	716 501	681,5 506	671,5 507,5
Nitrosodimethyl-m-Bromanilin	0,47 "		716 505	681,5 510	671,5 510
Nitrosodimethyl-m-Jodanilin .	0,58 "		716 506	681,5 511,5	671,5 516

Die Messungen an der wenig brechbaren Grenze des durchgelassenen Lichtbandes waren wenig genau, da die Absorption sich nur langsam mit der Wellenlänge änderte.

Besondere Versuche mit phosphorescirenden und fluorescirenden Schirmen zeigten, dass weder im Ultraviolett, noch im Infraroth eine merkliche Transmission vorhanden war.

Man sieht aus den obigen Zahlen, dass diese Untersuchungen den von Krüss aufgestellten Satz auch an diesen Verbindungen bestätigen, nämlich dass der Eintritt von Methyl, Aethyl, Brom an die Stelle eines Atomes Wasserstoff im Benzolkern oder in der Seitenkette eine Verschiebung der Absorption gegen das weniger brechbare Ende des Spectrums bewirkt.

Ferner beobachtet man bei dem Eintritt der drei Halogene denselben allmählichen Uebergang, wie er sich auch sonst hinsichtlich der chemischen und physikalischen Eigenschaften bei diesen drei Elementen kundgibt. Die Absorption rückt vom Blau nach dem Roth, wenn man erst an Stelle des Chlors Brom und dann Jod einführt. Der Eintritt von Jod erhöht ausserdem die Absorption sehr stark; es ist hier die Grenze nicht so scharf wie bei Chlor und Brom. Bei der Vertretung des Methyls im Nitrosomethylanilin durch Homologe macht sich eine Unregelmässigkeit

insofern bemerkbar, als mit dem Eintritt der Homologen die Transmission nicht in dem Maasse abnimmt, wie man erwarten sollte; die Vertretung des Methyls durch Aethyl bewirkt eine beträchtliche Verschiebung, dagegen übt der Eintritt von Propyl eine verhältnissmässig geringe Wirkung aus und ist nahezu gleich der Wirkung des Isobutyls.

Beim Uebergange vom Nitrosomethyl- zum Nitrosodimethylanilin sind die Verschiebungen grösser, als bei dem Aethyl- und Diäthylderivat. Die Diderivate haben eine sehr viel stärkere Absorption als die Monoderivate. Von den beiden Isomeren Dimethylanilin und Nitrosomethyl-o-Toluidin zeigt ersteres die grösste Ablenkung nach dem Roth, dieselbe wird also durch die Stellung des Methyls in der Seitenkette hervorgerufen. Der Ersatz der Alkyle durch Phenyl bewirkt die grösste Verschiebung nach dem weniger brechbaren Ende des Spectrums.

Phys. Inst. d. Univ. Erlangen, im Juni 1887.

XV. *Experimentaluntersuchungen über rotirende Flüssigkeiten; von Wilhelm von Bezold.*

(Aus den Sitzungsber. der k. preuss. Acad. der Wiss. zu Berlin vom 17. März 1887, mitgetheilt vom Hrn. Verf.)

(Hierzu Taf. I Fig. 10. 1–XV.)

Vor zwei Jahren habe ich eine Methode beschrieben¹⁾, mit deren Hülfe Strömungen an der Oberfläche und im Innern von Flüssigkeiten vortrefflich zur Anschauung gebracht werden können.

Hierbei hatte ich mich jedoch auf Untersuchung solcher Strömungen beschränkt, wie sie durch Temperaturdifferenzen hervorgebracht werden, und wie sie eben deshalb auch in scheinbar ruhenden Flüssigkeiten fortwährend vorhanden sind, sofern nicht ganz besondere Vorkehrungen getroffen werden, um jede Temperaturschwankung auszuschliessen.

Meteorologische Forschungen veranlassten mich, von der

1) v. Bezold, Sitzungsber. d. k. bayer. Acad. d. Wiss. 1884. Heft 2 u. 4. Wied. Ann. 24. p. 27 u. 569. 1885.

eben bezeichneten Beschränkung abzugehen und die Versuche auf Fälle auszudehnen, in welchen der Flüssigkeitsmasse neben den durch die Temperaturdifferenzen hervorgerufenen Strömungsbewegungen noch eine Rotation ertheilt wird oder ertheilt worden war.

Der Erfolg zeigte, dass sich thatsächlich auf diesem Wege eine Reihe von Vorgängen anschaulich machen lässt, die, wenn auch in ganz anderen Verhältnissen, bei der Bildung der Cyklonen eine Rolle spielen, von denen es jedoch wegen ihrer äusserst verwickelten Natur auf mathematischem Wege nur schwer wird, Rechenschaft zu geben, noch schwerer aber eine anschauliche Vorstellung zu gewinnen.

Hier will ich mich zunächst damit begnügen, die ange deuteten Erscheinungen von dem rein physikalischen Standpunkte aus zu beschreiben, während die Schlüsse, welche man von einem solchen „Sturm im Glase Wasser“ auf die Vorgänge in der Atmosphäre ziehen kann, erst später ihre weitere Ausführung finden sollen:

Versetzt man ein cylindrisches, mit Wasser gefülltes Glas in eine rotirende Bewegung um die Axe des Cylinders, so theilt sich, wie längst bekannt, diese Rotation erst allmählich infolge der inneren Reibung den inneren Schichten der Flüssigkeit mit.

Hierbei sind die Vorgänge wesentlich verschieden, je nachdem die Oberfläche des Wassers vollkommen rein ist oder nicht.

Im letzteren Falle verhält sie sich wie eine starre Fläche, also gerade so, wie der Boden des Glases, im ersteren wie eine ausserordentlich elastische.

Man kann dies, wie ich schon a. a. O. flüchtig angedeutet habe, vortrefflich nachweisen, wenn man sich der „hektographischen“ — in Referaten hiess es fälschlich „autographischen“ — Tinte bedient.

Hat man ein Glas mit Wasser einige Tage lang offen oder nur lose bedeckt ruhig stehen lassen, und bringt man alsdann mit der Reissfeder einen Tropfen der obengenannten Tinte auf die Fläche, so zerreisst die letztere wie eine Membran nach einer oder mehreren Richtungen, und die Tinte

breitet sich in den Rissen aus, wie z. B. in dem in Fig. 10. I_a versinnlichten Falle.

Dreht man nun das Glas, nachdem man es auf ein geeignetes Stativ, noch besser auf eine Schwungmaschine gebracht hat, langsam um seine Axe, so drehen sich die Risse mit, gerade wie wenn die Membran, mit der ich die Oberfläche verglichen habe, fest mit dem Glase verbunden wäre.

Die in Fig. I_a dargestellte Oberfläche würde mithin nach einer Vierteldrehung den Fig. I_b wiedergegebenen Anblick gewähren.

Ganz andere Erscheinungen treten ein, wenn die Oberfläche des Wassers ganz rein ist, und wenn überdies durch vorausgegangene Reinigung und Benetzung des Glases für vollkommene Adhäsion zwischen Wasser und Glas Sorge getragen ist.

Dann erhält man, sofern nämlich die Flüssigkeit etwas kühler ist als die umgebende Luft, die schon in der ersten der erwähnten Abhandlungen beschriebene Strahlenfigur (Fig. II), die nun nach eingeleiteter Rotation der Reihe nach die in den Fig. III—VII wiedergegebenen Formen annimmt.

Hierbei ist vorausgesetzt, dass man etwa um 45° gedreht und dann wieder die Flüssigkeit sich selbst überlassen habe.

Betrachtet man nun die Figuren genauer, so sieht man, dass kurz nach Einleitung der Rotation nur die dem Glase unmittelbar anhaftenden Flüssigkeitstheilchen mitgerissen werden, während alle übrigen vollkommen träge in ihrer ursprünglichen Lage verharren.

Allmählich pflanzt sich jedoch die Bewegung mehr und mehr nach der Mitte hin fort, und zwar in der Weise, dass nach dem Aufhören der Rotation zuerst die dem Rande benachbarte Schicht nachgezogen wird, dabei immer grössere Geschwindigkeit erreicht und schliesslich über die Gleichgewichtslage hinausschiesst, wie dies Fig. V versinnlicht.

Allmählich beruhigt sich die eben betrachtete Schicht, die Bewegung überträgt sich auf die nächste nach dem Centrum zu, diese überschreitet ebenfalls wieder die Gleich-

gewichtslage, und so werden immer centraler liegende ringförmige concentrische Gebiete von der Bewegung ergriffen, während die peripherisch gelegenen wieder in Ruhe gekommen sind.

Die Ausbuchtung im Sinne der Rotationsrichtung, wie sie in den Figuren V—VII kenntlich ist, schreitet demnach immer weiter nach innen, bis endlich vollkommenes Gleichgewicht hergestellt ist.

Dies tritt um so später ein, je grösser der Winkel war, um welchen gedreht wurde, sodass bei mehreren vollen Umdrehungen und ziemlich weiten Gefässen (10—12 cm) mehrere Minuten vergehen, bis die Rotationsbewegungen gänzlich erlöschen.

Dabei beziehen sich jedoch die eben besprochenen Figuren zunächst nur auf die Oberfläche.

Es kommen übrigens auch an der Oberfläche noch begleitende Erscheinungen hinzu, die nicht übersehen werden dürfen. Bald nach Beginn und noch einige Zeit bis nach dem Aufhören der Drehbewegung des Glases hat es nämlich vorübergehend den Anschein, als ob die Streifen, die hier in den Figuren II und III gezeichnet sind, überhaupt verschwunden seien.

Dass dies nur Täuschung sein kann, geht schon daraus hervor, dass sie bald nach Unterbrechung der Drehung wieder erscheinen, wird aber vollkommen klar, wenn man etwas genauer hinsieht.

Dann bemerkt man nämlich leicht, dass ebenso wie sich die Bewegung auf der Oberfläche von der Peripherie nach dem Centrum hin fortpflanzt, auch eine allmähliche Fortpflanzung von der Oberfläche nach dem Inneren der Flüssigkeit hin stattfindet, so zwar, dass selbst ganz nahe unterhalb der Oberfläche gelegene Flüssigkeitstheilchen erst sehr beträchtlich später von der Bewegung ergriffen werden, als die Punkte der Oberfläche selbst.

Dies hat zur Folge, dass die radialen Streifen der Fig. II, die in Wahrheit ziemlich tief (d. h. vielleicht bis zu 1 mm) in die Flüssigkeit hineinragen, und so gewissermassen auf hoher Kante stehende Speichen eines horizontal liegenden

Rades darstellen, sich bei der Drehung jalousieartig übereinander lagern und dadurch vorübergehend unsichtbar werden.

Das bisher Gesagte ist zum Theil schon in den citirten älteren Abhandlungen enthalten. Zum Zwecke besseren Verständnisses des Folgenden war es jedoch nicht zu umgehen, sowohl einzelnes in Kürze zu wiederholen, als auch Punkte, die früher nur gestreift wurden, weiter auszuführen, um für die nunmehr zu beschreibenden wesentlich neuen Versuche eine sichere Grundlage zu gewinnen.

Während bei all den bisher beschriebenen Versuchen nur die Vorgänge ins Auge gefasst wurden, welche während oder nach der Rotation in einem mit Wasser gefüllten Glase an der freien Oberfläche zu beobachten sind, soll nämlich jetzt die Aufmerksamkeit den hierbei im Inneren der Flüssigkeit vor sich gehenden Bewegungen zugewendet werden.

Da es sich hierbei wesentlich darum handelte, die Flüssigkeit in langsame gleichförmige Rotation zu versetzen, so liess ich mir eine Schwungmaschine so abändern, dass sie in umgekehrtem Sinne arbeiten konnte als sonst.

Bei diesen Apparaten verfolgt man doch im allgemeinen den Zweck, eine vermitteltst einer Kurbel an einem grösseren Rade hervorgebrachte Rotation durch einen Schnurlauf in eine raschere umzusetzen.

Für meine Zwecke war die umgekehrte Uebersetzung nothwendig.

Ich liess deshalb an einer gewöhnlichen Schwungmaschine dort, wo man sonst die bekannten Demonstrationsapparate für die Wirkung der Fliehkraft, z. B. das Centrifugalpendel, anbringt, eine Kurbelaxe einsetzen, über das grosse Rad aber, was die sonst benutzte Kurbel trägt, ein Tischchen, das zur Aufnahme der Bechergläser bestimmt war.

Dadurch, dass die Platte dieses Tischchens aus einer Reihe gegen die Peripherie hin schwach treppenförmig ansteigender Kreisringe besteht, gelingt es ohne grosse Schwierigkeiten, die Bechergläser nahezu centrirt auf dasselbe zu stellen.

Man kann sich übrigens im Nothfalle auch eines einfachen, einigermaßen sorgfältig gearbeiteten Tellerstatives

bedienen, und das letztere um die verticale Axe so gut es eben geht, mit den Händen in Rotation versetzen.

Bringt man nun auf den Teller der eben beschriebenen Schwungmaschine ein hinsichtlich der Adhäsionsverhältnisse und der Temperaturen richtig vorbereitetes Becherglas voll Wasser, und wartet man, bis sich nach Aufgabe der Probe- flüssigkeit in der Rotationsaxe der l. c. beschriebene, in Fig. XII noch einmal versinnlichte centrale Stamm gut ausgebildet hat, so bemerkt man nach Einleitung der Drehung die folgenden Erscheinungen:

Während der innere Stamm noch vollkommen in Ruhe verharret, eilen Farbtheilchen sowohl am Boden des Glases, als an der Oberfläche rasch nach aussen und schlagen nun an den Stellen, wo sie den Mantel des Glases berühren, entgegengesetzte Bewegung ein. Von dem Rande der Oberfläche steigen sie abwärts, von jenem der Bodenfläche aufwärts, immer unter lebhafter Drehbewegung, sodass es unter dem Einflusse der Nachwirkung des Lichteindrucks den Anschein hat, als schiebe sich ein farbiger Cylinder von oben her zwischen Glas und Flüssigkeit ein und ebenso vom Boden her.

Setzt man die Drehung fort, so senkt sich der obere cylindrische Rand immer mehr, d. h. er nimmt an Breite zu, während der untere durch Aufsteigen an Ausdehnung gewinnt. Zugleich wird nun auch der centrale Stamm in die Bewegung hineingezogen, und zwar in der Art, dass die oberen Theile desselben nach aufwärts, die unteren nach abwärts treten. Er scheint sich unter abnehmender Dicke zu strecken, und man sieht deutlich, wie demselben an beiden Enden Flüssigkeit entzogen wird, die dann über Ober- und Bodenfläche hinweg zur Speisung der beiden cylindrischen Streifen verwendet wird.

In diesem Stadium gewährt das Ganze den Anblick Fig. VIII_a. Die Bewegungsrichtungen aber im Glase sind, sofern man von Drehungen um die Verticalaxe absieht, die im Schema Fig. VIII_b versinnlichten.

Unterbricht man nun die Rotation, so geht beinahe

unmittelbar darauf mit den Bewegungen im Glase eine gewaltige Veränderung vor sich.

Die beiden Cylindermäntel, welche sich zuerst von Boden und Oberfläche aus nach der Mitte hin ausbreiteten, ziehen sich rasch zurück, der obere nach aufwärts, der untere nach abwärts, und erfahren zugleich Einschnürungen, sodass kelchartige Gebilde entstehen, die zuerst ausserordentlich flach gedrückt erscheinen, aber bald auch im Sinne der Verticalen an Ausdehnung gewinnen und dann allmählich in Formen übergehen, wie sie in den Figuren IX_a, X_a und XI_a dargestellt sind.

Dabei ist die Symmetrie zwischen dem oberen und unteren Gebilde um so vollkommener, je starrer die Flüssigkeitshaut an der freien Fläche ist, d. h. je mehr sich die freie Oberfläche derselben in ihrem Verhalten jenem des Bodens nähert.

Bei den hier gegebenen Abbildungen ist vorausgesetzt, dass sich die Probenflüssigkeit (hectographische Tinte) auf der ursprünglich reinen Wasserfläche bis zum Rande hin ausgebreitet habe, d. h. dass die Flüssigkeitshaut jene Beschaffenheit besitze, wie sie zur Entstehung der in den Figuren II—VII dargestellten Erscheinungen erforderlich ist.

Was nun die Erklärung dieser ausserordentlich schönen Experimente betrifft, so findet man den Schlüssel dafür in den bekannten Vorgängen der inneren Reibung der Flüssigkeit, resp. in den durch die Figuren III—VII dargestellten, bereits früher besprochenen Versuchen, sofern man sich nur daran erinnert, dass die allmähliche Uebertragung der Bewegung von der Wandung und der Bodenfläche des Glases, sowie von der Oberfläche der Flüssigkeit nach dem Inneren derselben in ähnlicher Weise vor sich geht, wie von der Peripherie der Oberfläche nach deren Mittelpunkt zu.

Hat man nun das Glas in Drehung versetzt, so sind es in erster Linie die Oberfläche, sowie die dem Boden unmittelbar benachbarten Schichten, welche bald ihrer ganzen Ausdehnung nach an der Rotation theilnehmen¹⁾, während

1) Da die Rotation bei diesen Versuchen nicht auf einen Bruchtheil einer Umdrehung beschränkt bleibt, so befinden sich auch breitere Ringe

von allen anderen horizontalen Querschnitten zunächst nur die peripheren Theile ergriffen werden.

Demnach treten an der Ober- und Bodenfläche, sowie in den zunächst benachbarten Schichten sehr bald (am Boden sogar von Anbeginn der Drehung an) längs eines grossen Stückes oder sogar längs der ganzen Radien Centrifugalkräfte ins Spiel, während sich diese Kräfte in allen anderen Querschnitten nur auf die dem Mantel des Cylinders nächstliegenden Theile beschränken.

Denkt man sich die längs der einzelnen Radien wirkenden Centrifugalkräfte summirt und dann nach Richtung und Grösse durch Pfeile angedeutet, so dürfte sich dabei ein Bild ergeben, wie es in Fig. VIII. versinnlicht ist.

Berücksichtigt man nun noch die Continuität der Flüssigkeit, so versteht man leicht, dass ein Stromsystem entstehen muss, welches, sofern man die Drillungen ausser Acht lässt, dem Schema b entspricht.

Die Folge ist, dass sowohl an und in der Nachbarschaft der Oberfläche, als des Bodens Bewegungen nach der Peripherie hin eingeleitet werden, die dann neben der Rotation vertical ab- und aufsteigende Componenten erhalten, in den mittleren Horizontalschichten des Glases aber in horizontale, nach der Axe hin gerichtete übergehen müssen, da die dort entwickelten schwachen Centrifugalkräfte dem von den obersten und untersten Schichten ausgehenden und durch die Flüssigkeit übertragenen Kräften nicht das Gleichgewicht zu halten vermögen; genau im Einklange mit den Thatsachen.

Nun hält man mit dem Drehen inne.

Die unmittelbar am Glase anliegenden Theile kommen beinahe sofort zum Stillstande, auch in der Oberfläche selbst erlischt die Bewegung rasch von aussen nach dem Mittelpunkte zu.

Ganz anders im Inneren der Flüssigkeitsmasse, dort ist noch alles in lebhafter, wirbelnder, in den allerinnersten Theilen sogar noch in stetig anwachsender Bewegung, da der Eintritt eines

in gleichzeitiger Bewegung, als bei den in den Figuren III—VII wieder gegebenen Experimenten.

stationären Zustandes ohne Zerstörung der Strömungsfigur sich nicht erreichen lässt, und deshalb die Unterbrechung schon vor diesem Zeitpunkte erfolgen musste.

Diese Betrachtung führt sofort zu dem Ergebniss, dass die Horizontalschichten der stärksten Rotation sich nach dem Festhalten des Gefässes unterhalb der Oberfläche und oberhalb der Bodenfläche befinden und fortgesetzt von den beiden Endflächen entfernen müssen.

Dem entsprechend haben die Centrifugalkräfte unter Anwendung eines ähnlichen Schemas, wie es oben benutzt wurde, in diesem Stadium ungefähr eine Vertheilung, wie sie in Fig. IX_c angedeutet ist.

Von den beiden Horizontalschnitten lebhaftester Rotation aber muss Flüssigkeit dorthin getrieben werden, wo sie den geringsten widerstehenden, resp. entgegengesetzt wirkenden Kräften begegnet, d. h. in erster Linie nach der Oberfläche und Bodenfläche zu, in zweiter nach den mittleren Theilen des Glases.

Es entstehen dem entsprechend Strömungen, wie sie, sofern man wieder nur die radialen und verticalen Bewegungen ins Auge fasst, durch Fig. IX_b versinnlicht werden.

In Wahrheit sind es freilich lauter schraubenähnliche Linien, in denen sich die einzelnen Theilchen bewegen, die bildliche Darstellung derselben bietet jedoch so ganz ausserordentliche Schwierigkeiten, dass ich einen derartigen Versuch gar nicht wage und mich nur mit ein paar Andeutungen nach dieser Richtung hin begnüge, wie ich sie in den Fig. XIII und XIV gemacht habe.

Das in Fig. IX_b versinnlichte Stromsystem hat nun zur Folge, dass die beiden während der Rotation des Gefässes entstandenen und in Fig. VIII_a abgebildeten niedrigen Cyllindermäntel rasch nach oben, resp. unten und nach der Axe hin gedrängt werden. Dabei sind, wenn man zunächst nur die obere Hälfte des Glases ins Auge fasst, die Bewegungen nach der Axe zu in den unmittelbar unterhalb der Oberfläche gelegenen Schichten die lebhaftesten, da die Oberfläche selbst wegen der dort vorhandenen Spannungen den Bewegungen Hindernisse in den Weg legt, während doch andererseits die

Vertheilung der wirkenden Kräfte eine derartige ist, dass die der Oberfläche nächst liegenden Theilchen die grösste Beschleunigung nach der Axe hin erfahren.

Dies hat zur Folge, dass der während der Rotation des Glases entstandene Cylindermantel nicht nur mit seinem unteren Rande rasch aufwärts schreitet, sondern zugleich eine Einschnürung erfährt, die ihm eine Gestalt gibt, welche an die eines einschaligen Hyperboloides erinnert, freilich mit mangelhafter Symmetrie in Bezug auf die zur Rotationsaxe senkrechten Focalebene.

Ganz ähnlich verhält es sich in der Nachbarschaft der Bodenfläche. Der dort entstandene Cylindermantel tritt rasch nach abwärts, erfährt dabei ebenfalls eine Einschnürung und bildet nun einen Kelch, wie aus Fig. IX_a ersichtlich ist.

Hierbei treten jedoch Unterschiede hervor, wie sie durch das verschiedene Verhalten der Oberfläche und der Bodenfläche bedingt sind. Während die letztere vollkommen starr ist, nähert sich die erstere in ihren Eigenthümlichkeiten nur bis zu einem gewissen Grade einer solchen. Infolge dessen erlöschen auch die Bewegungen in der Nähe des Bodens nach Aufhören der Rotation des Gefässes viel rascher, und verschiebt sich dem entsprechend auch der untere Horizontalschnitt stärkster Rotation rascher nach aufwärts als der obere nach abwärts.

Thatsächlich ist auch der am unteren Ende des centralen Stammes entstehende Kelch weit steiler als der am oberen Ende auftretende.

Diese beiden Kelche werden jedoch in der Entwicklung ihrer Randtheile durch die auf- und absteigenden Ströme in der Nachbarschaft der Ober- und Bodenfläche bald gestört und zum Umbiegen, man könnte sagen Umkrempen, gebracht.

Die Randtheile des oberen Kelches z. B. werden zuerst von der an der Peripherie des Glases vorhandenen aufsteigenden Strömung erfasst, nach oben, dann mit Annäherung an die Oberfläche einwärts und hierauf wieder abwärts geführt. Hierdurch gelangen sie aber wiederum in die Gegend

stärkster Rotation und werden nun abermals nach auswärts geschleudert. Da jedoch bei dieser Bewegung nach aussen das Spiel rasch von neuem beginnt, so entstehen förmliche Voluten — die an jene der jehischen Säulen erinnern —, und von denen man oft eine ganze Reihe zählen kann.

Aehnlich, jedoch mit gewissen Modificationen, verhält es sich mit dem unteren Kelche, sodass das Ganze in diesem Stadium einen Anblick gewährt, wie Fig. X_a, während das Stromsystem — natürlich wieder nur sofern es sich um radiale und verticale Componenten handelt — durch Fig. X_b, die Vertheilung der Centrifugalkräfte aber durch Fig. X_c dargestellt wird.

Allmählich tritt nun in der Nachbarschaft des Glases und der Oberfläche Ruhe ein, und die Bewegungen beschränken sich mehr und mehr auf die centralen Theile der Flüssigkeit.

Die Querschnitte lebhaftester Rotation nähern sich einander fortgesetzt, und der axiale, bis jetzt nur den secundären auf- und abwärts wirkenden Einflüssen der Drehung ausgesetzte Stamm beginnt nun selbst daran theilzunehmen.

Dementsprechend erfahren aber auch die verticalen Bewegungen des axialen Stammes eine Umkehrung, während sie von Beginn der Rotation bis zu dem durch Fig. X_a dargestellten Stadium von der Mitte weg nach oben und unten gerichtet waren und dementsprechend eine Streckung des Stammes zur Folge hatten, so streben sie nun nach der Mitte hin und drücken ihn gewissermassen zusammen. Zugleich nähern sich die beiden Kelche, und nimmt der untere die Gestalt eines Paraboloides an, das nur in seinem Scheitel noch eingedrückt erscheint und dort noch andeutungsweise den früheren Kelch erkennen lässt.

Die Strömungen werden — wieder unter den oben gemachten Beschränkungen — annäherungsweise durch Fig. XI_b, die treibenden Centrifugalkräfte aber durch die Pfeile in XI_c dargestellt.

Setzt man die Beobachtungen noch weiter fort, so sieht man, wie der axiale Stamm sich in seinem mittleren Querschnitt fortwährend erweitert, bis er endlich ganz verschwindet

und nur noch eine gewisse horizontale Schichtung der Flüssigkeit bemerkbar ist, die jedoch auch bald vollkommener Mischung der Farbe mit dem Wasser Platz macht.

Hierbei darf jedoch nicht unerwähnt bleiben, dass es durchaus nicht leicht ist, die Erscheinungen bis zu den letzten Stadien zu klarer und präziser Entwicklung zu bringen.

Dies gelingt nur, wenn die Strömungsfigur, die man als Ausgangspunkt wählt, einen hohen Grad von Symmetrie besitzt, d. h. wenn der verticale Stamm thatsächlich die Axe des Glases als Mittellinie hat, und wenn überdies das Glas selbst gut centrirt auf die Rotationsmaschine aufgesetzt ist.

Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so verlieren die Figuren ihre Regelmässigkeit, sobald die dem Stamme angehörigen Theile anfangen, an der Rotation theilzunehmen, dann werden excentrischer gelegene nach der Peripherie hingeschleudert, und die ganze Figur wird zerstört.

Nun erfordert es aber grosse Vorsicht, wenn die als Ausgangspunkt dienende Strömungsfigur, die ich in Fig. XII absichtlich noch einmal abgebildet habe, jenen hohen Grad von Regelmässigkeit besitzen soll, wie ihn eben diese Figur zeigt.

Dies tritt nur ein, wenn alle einseitigen Erwärmungen durch Bestrahlung u. s. w. vermieden sind, und machen sich sogar schwache Erwärmungen, welche das Glas vor der Füllung mit dem zum Versuche dienenden Wasser erfahren hat, noch nachträglich geltend. Es ist deshalb schwierig und nur unter Benutzung besonderer Vorsichtsmaassregeln möglich, die Versuche im geheizten Zimmer in vollkommener Weise auszuführen, bei Lampenlicht aber so gut wie gar nicht. Ebenso störend wirkt selbstverständlich Sonnenschein.

Dies gilt jedoch nur, sofern es sich darum handelt, die Erscheinungen bis in die späteren Stadien zu verfolgen. Begnügt man sich damit, die in den Fig. VIII und IX dargestellten und erläuterten Versuche zu wiederholen, so hat man keinerlei nennenswerthe Schwierigkeiten zu überwinden.

Ebenso leicht ist es, die in den Fig. I—VII abgebildeten Experimente nachzumachen.

Dagegen fordert es freilich ziemlich viel Mühe und sehr

vielfache Wiederholungen der Versuche, um in den rasch vorübergehenden Erscheinungen jene Gesetzmässigkeiten zu erkennen, wie ich sie im Vorstehenden beschrieben habe, und wie sie wenigstens im grossen und ganzen auch den Thatsachen entsprechen dürften.

Zu diesem Zwecke ist es unerlässlich, sich in verschiedenen Stadien der Versuche eines Hilfsmittels zu bedienen, das ich schon früher in Anwendung gebracht, und dem ich den Namen des „Probetropfens“ oder „Probefadens“ gegeben habe.

Wenn man in ein Glas, in welchem bereits eine Strömungsfigur hergestellt ist, noch eine ganz kleine Spur unverdünnter hektographischer Tinte bringt, d. h. aus einer Feder vorsichtig dicht unter die Oberfläche treten lässt, so sinkt ein Tropfen rasch nieder, einen Faden hinter sich herziehend.

Ist die Flüssigkeit in Rotation begriffen, so wird dieser Faden aus der verticalen Richtung abgelenkt, und man kann aus seiner Gestalt, bez. aus dem Wege, den der vorangehende Tropfen einschlägt, einen Schluss ziehen auf die Bewegungen der Flüssigkeit.

Mit Hilfe solcher Tropfen wurden im Zusammenhalte mit den in den Fig. VIII_a—XII_a abgebildeten Erscheinungen die Schemata gewonnen, welche unterhalb der betreffenden Figuren zur Erläuterung beigelegt sind.

In den Fig. XIII und XIV sind einige solcher Probetropfen, oder richtiger Probefäden, abgebildet, jedoch ohne Berücksichtigung der Brechung, welche sie natürlich sämmtlich dort zeigen, wo der Rand der Flüssigkeit sie zu durchschneiden scheint.

Diese Figuren bilden demnach ebensowohl wie Fig. XV eigentlich ein Mittelding zwischen rein schematischen und wirklich perspectivischen Zeichnungen.

Die erste derselben, Fig. XIII, entspricht einem Zustande, wie er dem in Fig. VIII_a dargestellten vorangeht, sie zeigt, wie bei eben eingeleiteter Rotation selbst sehr dicht unterhalb der Oberfläche gelegene Flüssigkeitsschichten noch vollkommen in Ruhe sind, sodass der Faden in den ersten

Augenblicken des Sinkens Spiralen beschreibt, die sich infolge der Fliehkraft allmählich erweitern. Hierbei nähert sich der Faden während des Herabsinkens anfänglich der Wand des Glases, um erst, wenn er noch weiter herabgesunken ist, infolge der aus Fig. VIII_b ersichtlichen einwärts gerichteten Strömungen ebenfalls nach der Axe hin geführt zu werden.

In ähnlicher Weise lehrt ein Probefaden (Fig. XIV), der in einem Versuchsstadium aufgegeben wurde, wie es zwischen den in Fig. IX_a und X_a abgebildeten vorhanden ist, durch seine eigenartige Gestalt die Art und Weise verstehen, wie sich die eigenthümlichen Umkrepungen bilden, welche den Fig. X_a und XI_a einen so merkwürdigen Charakter verleihen.

Nicht unbeachtet bleiben dürfte bei der letztbesprochenen Figur auch die kreisförmige, von Farbe freie Fläche, welche sich nach längerer Rotation jedesmal entwickelt und zeigt, dass man es bei dem Kelche mit einem hohlen Gebilde zu thun hat, welches man mit Recht mit einem einschaligen Hyperboloid vergleichen darf, wie dies oben geschehen ist.

Ganz besonders gut entwickelt sich dieser farbfreie Kreis, wenn der bei Beginn des Versuches aufgetragene Tropfen der Tinte sich nicht bis zum Rande der Oberfläche ausgebreitet hatte, und wenn man dann eine lang fortgesetzte Rotation einleitet. In diesem Falle schliesst sich jedoch der niedrige Cylindermantel farbiger Flüssigkeit nicht wie in Fig. VIII_a eng an die Wandung des Glases an, sondern er bleibt an der inneren Seite des in Fig. VIII_b dargestellten absteigenden Stromes, sodass die ganze Figur den Anblick von Fig. XV gewährt, ja schliesslich sogar in ein hohles Rohr übergeht.

Hiermit glaube ich, die Beschreibung dieser Versuche an sich beschliessen zu dürfen, und möchte nun nur noch auf den einen Punkt hinweisen, der mich überhaupt zu dem genaueren Studium dieser Erscheinungen veranlasste, und der den Ausgangspunkt für weitere Untersuchungen auf einem anderen Gebiete bilden soll.

Es sind dies die eigenthümlichen Bewegungen, wie man sie innerhalb des unteren Kelches in den in den Figuren X und XI versinnlichten Stadien der Entwicklung beobachtet.

Hier bemerkt man, dass in der Fläche des Kelches selbst die Flüssigkeit in Spiralen aufwärts steigt, während sie in der Axe herabgezogen wird, ein Vorgang, der besonders dann recht klar vor Augen tritt, wenn sich in dem axialen Stamme irgend ein Faden durch grössere Länge — sodass er den übrigen vorangeht — oder durch intensivere Färbung auszeichnet, wie dies in Fig. XI. vorausgesetzt ist.

Diese verschiedenartige Bewegung so eng benachbarter Theilchen tritt aber ein infolge von Rotationen, die von dem Mantel eines Cylinders ausgehend allmählich die der Axe benachbarten Schichten mehr und mehr in Mitleidenschaft ziehen, und wobei zugleich bis auf eine gewisse Entfernung von der Axe aufwärts gerichtete Componenten ins Spiel kommen.

Ueberschreitet nun die Rotationsgeschwindigkeit gewisse Grenzen, so muss es wegen der mit Annäherung an die Axe zunehmenden Winkelgeschwindigkeit eine Stelle geben, an welcher die nach einwärts gerichteten Componenten durch die entgegengesetzten der Centrifugalkraft überwunden werden und schliesslich in auswärts gerichtete übergehen. Gehen aber diese Bewegungen über einer Fläche vor sich, die grosse Reibungswiderstände darbietet, dann wird zunächst einmal der Radius, bei welchem dieses Umspringen stattfindet, immer grösser, je mehr man sich von dieser Fläche entfernt, andererseits aber wird Flüssigkeit von dort her nachgezogen, wo sie am leichtesten beschafft werden kann, und das ist in diesem Falle in der Axe von oben her.

Ganz ähnliche Bedingungen, wie wir sie in dem geschilderten Stadium in der innerhalb des Glases rotirenden Wassermasse vor uns haben, finden sich bei Cyclonen mit sehr grossen Geschwindigkeiten, also bei den sogenannten Tornados oder Wettersäulen wieder. Auch dort hat man es mit Rotationen um eine verticale Axe zu thun, und zwar mit

Strömen, welche sich in Spiralen einem Centrum nähern, um gleichzeitig allmählich in die Höhe zu steigen.

Hierbei ist es sehr wohl denkbar, dass bei Ueberschreiten einer gewissen Grenzgeschwindigkeit ähnliche Verhältnisse eintreten, wie man sie im Inneren des eben betrachteten Kelches beobachtet.

Wegen der grossen Reibung, welcher die bewegte Luft an der Erdoberfläche ausgesetzt ist, wird die Rotationsgeschwindigkeit mit der Entfernung von dieser Fläche wachsen, und dementsprechend auch die Centrifugalkräfte. Andererseits wächst die Winkelgeschwindigkeit mit der Annäherung an die Axe. Es ist deshalb sehr wohl denkbar, dass in einiger Entfernung über der Erdoberfläche und in unmittelbarer Nähe der Axe die im allgemeinen nach dieser Axe hin gerichteten Componenten der Beschleunigung in auswärts gerichtete übergehen und dementsprechend in der Axe noch weitere Luftverdünnung erzeugen.

Da nun einem raschen Nachströmen von unten her die eben erwähnten Reibungswiderstände im Wege stehen, so strömt in den stark luftverdünnten Raum Luft von dorthier nach, wo sie geringeren Widerständen begegnet, d. h. von oben, und gibt damit zu dem Entstehen eines absteigenden Stromes in der Axe selbst Anlass.

Thatsächlich haben die von den Wolken herabreichenden Schläuche, sowie verschiedene andere die eigentlichen Tornos begleitenden Erscheinungen Hr. Faye¹⁾ veranlasst, die allgemein geltenden und durch unsere Wetterkarten tausendfach bestätigten Anschauungen von dem Wesen der Cyclonen zu bekämpfen und dasselbe nicht in einem aufsteigenden, sondern in einem absteigenden Strome zu suchen.

In dieser schroffen Form wird natürlich kein Meteorologe den Auseinandersetzungen des Hr. Faye zustimmen können, da es, wie schon bemerkt, nur eines Blickes auf die synoptischen Karten bedarf, um sich davon zu überzeugen, dass bei jeder Cyclone einwärts gerichtete Componenten vorhanden sind, resp. ein Zuströmen der Luft von der Peri-

1) Faye, *Annuaire pour l'an 1877 publié par le Bureau des longitudes*. Ib. pour l'an 1886.

pherie nach dem Centrum hin stattfindet, und dass dementsprechend ein Aufsteigen und späteres Abfließen der Luft in die Höhe eine unbedingte Nothwendigkeit ist.

Dagegen scheint es nach dem oben Gesagten durchaus nicht undenkbar, dass bei gewissen hochgesteigerten Geschwindigkeiten gerade die Axe des Sturmes von diesem Aufsteigen unberührt bleibe, ja sogar in ihrer unmittelbaren Nähe von absteigenden Strömen umgeben sei.

Diese Auffassung passt nicht nur zu den eben beschriebenen Versuchen, sondern sie steht auch im Einklange mit den von Hrn. Oberbeck entwickelten Formeln¹⁾, welche zeigen, dass auswärts gerichtete Componenten auftreten, sobald die Geschwindigkeiten der rotirenden Luftmassen, resp. deren verticale Componenten gewisse Grenzen übersteigen.

Hr. Oberbeck glaubt nun, eben deshalb solche Geschwindigkeiten von der Betrachtung ganz ausschliessen zu müssen, eine Annahme, der man in der Mehrzahl der Fälle, also bei allen gewöhnlichen Depressionen, sicherlich beipflichten muss.

Dagegen ist es doch wohl zu weit gegangen, wenn man einen solchen Fall einfach als unmöglich bezeichnen wollte, im Gegentheile scheinen es eben gerade solche Ausnahmefälle zu sein, welche zu der Entstehung der eigentlichen Tornados oder Wettersäulen Anlass geben.

Hiermit mögen diese Betrachtungen abgebrochen werden. Der Hauptzweck dieser Zeilen war es nur, eine Reihe schöner Erscheinungen, die man in rotirenden Flüssigkeiten beobachten kann, zu beschreiben und in ihren Hauptzügen zu erklären.

Inwiefern es zulässig ist, die hierbei gewonnenen Anschauungen in der zuletzt angedeuteten Weise auf Vorgänge in der Atmosphäre zu übertragen, dies kann erst durch eingehende meteorologische und mathematische Untersuchungen mit Schärfe entschieden werden.

1) Oberbeck, Wied. Ann. 17. p. 128. 1882.

**XVI. Ueber die Bezeichnung der Maasssysteme;
von L. Pfäundler.**

Hr. A. Oberbeck hat kürzlich¹⁾ gegen die Bezeichnungsweise: das „absolute“ und das „irdische“ oder „praktische“ Maasssystem, welche ich in der 8. und 9. Auflage des von mir bearbeiteten Müller-Pouillet'schen Lehrbuches der Physik angewendet habe, den Einwand erhoben, dass man den letzten beiden Ausdrücken eine von dem gewöhnlichen Sprachgebrauch wesentlich abweichende Bedeutung beilegen müsse, wenn sie zur Bezeichnung des betreffenden Maasssystems dienen sollen. Er hält es daher im Interesse einer rationellen Bezeichnungsweise nicht für erwünscht, dass diese Bezeichnungen in allgemeinen Gebrauch kommen, und schlägt für die beiden Maasssysteme die Bezeichnungen: „Massegewichtssystem“ und „Kraftgewichtssystem“ vor.

Ich stimme mit A. Oberbeck darin überein, dass keine der bis jetzt vorgeschlagenen Bezeichnungen beider Maasssysteme, auch nicht die von mir vorgeschlagene „irdisches Maasssystem“, vollständig befriedigt.²⁾ Auch die Bezeichnung „absolutes Maasssystem“ deckt sich nicht mit dem, was man damit jetzt sagen will. Dennoch glaube ich, dass von der letzteren Bezeichnung nicht mehr abgegangen werden sollte, da sie durch die Autorität ihres Erfinders und durch vieljährigen Gebrauch zu einem allgemein üblichen terminus technicus geworden ist. Als Bearbeiter des Lehrbuches hatte ich daher zunächst diese Bezeichnung beizubehalten für zweckmässig erachtet. Für das zweite Maasssystem fand ich keine andere Bezeichnung als die des „praktischen“ Systems vor, erst später traf ich auch den Ausdruck „Gravitationsmaasssystem“ angewendet. Ich betrachte es nun als eine Aufgabe der Lehrbücher, ihre Leser vor allem mit den herrschenden Bezeichnungen bekannt zu machen und nur dann daneben zu

1) A. Oberbeck, Wied. Ann. **31.** p. 335. 1887.

2) Die Bezeichnung „praktisches Maasssystem“ stammt nicht von mir.

Vorschlägen von neuen Bezeichnungen zu schreiten, wenn die herrschenden zu Missverständnissen Anlass geben können. Dies ist aber bei der Bezeichnung „praktische Maasse“ der Fall, weil seit einiger Zeit die dem absoluten Maasssystem zugehörigen Maasse: „Ampère, Volt, Ohm etc.“ ebenfalls als „praktische Maasse“ bezeichnet werden. In Wirklichkeit verhalten sich diese Maasse zu den absoluten Maassen ebenso, wie der internationale Meteretalon zum Erdquadranten, oder wie der internationale Kilogrammetalon zur Masse eines Cubikdecimeters Wasser grösster Dichte; das wirklich gebrauchte Meter sowie das Kilogramm wären hiernach ebenso als „praktische Maasse“ zu bezeichnen, wie das Ohm etc. Diese Doppelsinnigkeit der Bezeichnung „praktisches Maass“ war es, die mich mehr noch als die übrigen Mängel der Bezeichnung veranlassten, nach einem anderen Ausdruck zu suchen, als welchen ich dann die Bezeichnung „terrestrisches oder irdisches Maass“ vorschlug. Dabei leitete mich die Ueberlegung, dass in dem zu bezeichnenden Maasssystem die Definition der Krafteinheit und damit auch der Masseneinheit auf die Grösse der irdischen Schwere basirt ist und nur mit Bezug auf die Erde überhaupt ausgesprochen werden kann. Dass „irdisch“ auch im Gegensatz zu „himmlisch“ gebraucht wird, ist kein genügender Grund, den Ausdruck zu vermeiden; in der Physik ist er nur im Gegensatz zu „kosmisch“ gebräuchlich, und da die Bezeichnung „irdische Schwere“ seit langem üblich ist, so kann wohl auch „irdisches Maass“ gesagt werden, um den gleichbedeutenden, aber fremden und weniger wohlklingenden Ausdruck terrestrisch zu vermeiden. Was ich selbst gegen diese Bezeichnung einzuwenden hätte, ist der Umstand, dass auch im absoluten Maasssystem die Einheiten der Länge, Zeit und Masse von der Erde abgeleitet sind, nämlich die Längeneinheit von ihrer Grösse, die Zeiteinheit von ihrer Rotationszeit, die Masseneinheit aus ihrer Grösse unter Hinzuziehung eines irdischen Stoffes, des Wassers. Wenn trotzdem das „irdische“ Maasssystem vor dem „absoluten“ Maasssystem ein gewisses Vorrecht hat, als „irdisch“ bezeichnet zu werden, so beruht dieses Vorrecht auf dem Umstande, dass die „absoluten“ Maasse von der Erde losgelöst

überall im Kosmos ihre Bedeutung behalten können, während die irdischen Maasse der Kraft und der Masse an der Erde haften und ihren Sinn verlieren, beziehungsweise ihren Werth ändern, sowie wir sie von der Erde auf einen anderen Punkt des Weltalls übertragen wollen.

Ein Meter, eine Kilogrammmasse können wir uns auf den Mond oder die Sonne übertragen denken, ohne dass sie deshalb ihre Grösse ändern. Die Gewichtseinheit (Krafteinheit des irdischen Maasssystems) und ebenso die davon abgeleitete Masseneinheit verliert aber auf dem Monde oder der Sonne entweder ihren Sinn oder ändert ihren Werth; das erstere, wenn man vom Gewicht nur in Bezug auf die Erde sprechen will, das letztere, wenn man, wie oft gebräuchlich, vom Gewicht der Körper auf anderen Weltkörpern spricht.

Habe ich damit die Zulässigkeit und auch bis zu einem gewissen Grade die Berechtigung der Bezeichnung „irdisches Maasssystem“, wie mir scheint, erwiesen, so wäre ich dennoch sofort bereit, diese Bezeichnung aufzugeben, wenn mir ein trefender Ausdruck hierfür angeboten würde, und ich begrüesse daher mit Freuden die Anregung, welche A. Oberbeck gegeben. Was seinen Vorschlag betrifft, so erkenne ich an, dass die Bezeichnungen „Massegewichtssystem“ und „Kraftgewichtssystem“ die wesentliche Eigenthümlichkeit der beiden Systeme hervorheben, dass das eine von der Massendefinition zur Kraftdefinition, das andere von der Kraftdefinition zur Massendefinition fortschreitet. Aber es sind das keine Bezeichnungen für die allgemeinen Maasssysteme, sondern nur für „Gewichtssysteme“. Ich würde in diesem Falle noch die Bezeichnungen „Massemaasssystem“ und „Kraftmaasssystem“ vorziehen, welche in dem ersten Worte den Ausgangsbegriff andeuten. Da ich aber, wie oben bemerkt, es nicht für rathsam erachte, die Bezeichnung absolutes Maasssystem wieder aufzugeben oder wenigstens zweifle, dass die überwiegende Mehrzahl der Physiker dareinwilligen werde, so verliert dann durch den Mangel des Gegensatzes die Benennung „Kraftgewichtssystem“, beziehungsweise „Kraftmaasssystem“ das Bezeichnende und hierdurch an Werth. Somit kann ich mich

mit Oberbeck's Vorschlag nicht befreunden und nur seinem Wunsche mich anschliessen, dass noch andere Vorschläge abgewartet werden, welche sich allgemeiner Zustimmung erfreuen, und die von den Lehrbüchern definitiv angenommen werden können.

Innsbruck, 22. Mai 1887.

**XVII. Ueber eine galvanische Batterie;
von F. Friedrichs in Stützerbach.**

Die neue Batterie unterscheidet sich von den bis jetzt gebräuchlichen hauptsächlich dadurch, dass die zur Aufnahme von Flüssigkeiten und Electroden bestimmten Glasgefässe unten tubulirt sind und mittelst eines Röhrensystems unter sich und mit einer grossen, ebenfalls tubulirten Flasche in Verbindung stehen.



Letzteres Gefäss wird mit der erregenden Flüssigkeit (z. B. der bekannten Mischung von verdünnter Schwefelsäure und Kaliumbichromat) gefüllt.

Durch Heben, resp. Senken der Flasche, kann die Flüssigkeit in die Elemente getrieben oder aus denselben zurück-

gezogen werden, so dass das Füllen und Entleeren der Elemente leicht und schnell vor sich geht.

Ebenfalls kann die Flüssigkeit durch den am anderen Ende befindlichen Hahn ausgelassen werden.

Da nach einiger Zeit die unteren Schichten der Flüssigkeit durch Zinksalz gesättigt werden, so empfiehlt es sich, einen Theil der Flüssigkeit durch den Hahn abzulassen und das Fehlende durch Heben der Flasche nachzufüllen.

Hierdurch wird ohne nennenswerthen Verlust die Batterie lange Zeit constant erhalten.

Auch hat die Batterie den nicht geringen Vortheil gegenüber den anderen Batterien, dass ein Verdunsten der Flüssigkeit, und somit ein Auskrystallisiren von Salzen in den Elementen während der Ruhe vermieden wird.

Sollen weniger Elemente gebraucht werden, als die Batterie enthält, so werden durch Einklemmen eines Quetschhahns die übrigen Gläser abgesperrt.

Ein Batterie mit 4 Elementen, wie umstehende Figur zeigt, genügt für die meisten galvanoplastischen Arbeiten, für die Electrolyse, zum Betrieb von starken Funkenziehern, sowie von 2—3 Glühlampen von je 4 Kerzen Lichtstärke.

Die Batterie kann von der Firma Greiner und Friedrichs bezogen werden.